

FACULTAD DE CIENCIAS
ASTRONÓMICAS Y
GEOFÍSICAS



UNIVERSIDAD NACIONAL
DE LA PLATA



Estudio de variaciones de densidad de masa en un sistema hidrotermal volcánico mediante radiografía continua de muones

Autor

Matías L. Tramontini

Directora

Dra. Marina Rosas-Carbajal

Codirector

Dr. Fabio I. Zyserman

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata

30 de mayo de 2018

Estudio de variaciones de densidad de masa en un sistema hidrotermal volcánico mediante radiografía continua de muones

Autor

Matías L. Tramontini

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP

Directora

Dra. Marina Rosas-Carbajal

Institut de Physique du Globe de Paris, Université Sorbonne Paris Cité

Codirector

Dr. Fabio I. Zyserman

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, UNLP

Jurado

Dra. Gabriela Badi

Dra. Carolina Pedraza de
Marchi

Facultad de Ciencias Astronómicas y

Geofísicas de La Plata, UNLP

Facultad de Ciencias Astronómicas y

Geofísicas de La Plata, UNLP

Agradecimientos

A mis directores, Marina y Fabio, con los cuales voy a seguir teniendo el lujo y el placer de continuar trabajando y aprendiendo.

Al jurado, Gabriela y Carolina, por sus devoluciones de la tesis, gracias a las cuales esta versión final se enriqueció.

A mi familia, a mis viejos, Liliana y Aldo, y a mi hermano, Ezequiel, por haberme incentivado siempre a elegir hacer lo que más me gusta.

A mis amigos y amigas, por estar siempre y ser una fuente inagotable de diversión.

A la UNLP y a la FCAGLP, por la formación recibida y por la invaluable labor que llevan a cabo.

Índice general

Índice de figuras	IX
Índice de cuadros	XIII
1. Resumen	1
2. La Soufrière de Guadalupe	3
3. Fundamentos Teóricos	7
3.1. Sobre los rayos cósmicos	7
3.2. Sobre la pérdida de energía	9
3.3. Sobre el flujo de muones a cielo abierto	12
3.3.1. Corrección por altura	15
3.4. Sobre el flujo de muones luego de atravesar la roca	16
3.5. Sobre el telescopio de muones	16
3.6. Sobre los tiempos de adquisición	19
4. Trabajos realizados y resultados	21
4.1. Resolución del Problema Directo	21
4.1.1. Determinación de las direcciones de observación	22
4.1.2. Determinación de los espesores de roca	23
4.1.3. Determinación del flujo de muones observado en función de la opacidad	23
4.1.4. Mallado 3D del volcán	24
4.1.5. Intersección entre el mallado y los ejes de observación	25
4.2. Aplicación a casos concretos y análisis de sensibilidad	26
4.2.1. Variaciones relativas de flujo y tiempos de adquisición	26
4.2.2. Modelos de densidad no homogéneos	27
4.3. Análisis temporal del flujo de muones	31
4.3.1. Sobre la resolución temporal y espacial	31
4.3.2. Determinación de períodos de inactividad del telescopio	32
4.3.3. Cálculo del flujo de muones a partir de datos reales	33
4.3.4. Análisis de distintas regiones del volcán	34
4.3.5. Fumarola Cratère Sud	36

4.3.6. Lago ácido Tarissan	37
4.3.7. Comparación con otros datos de monitoreo volcánico	38
5. Conclusiones	41
6. Trabajos a futuro	43
Bibliografía	47

Índice de figuras

2.1. Ubicación de La Soufrière de Guadalupe.	3
2.2. Vista noroeste sudeste del domo de la Soufrière y de las cumbres vecinas. En esta fotografía de 1998 se alcanza a observar una pluma vertical de gas que emana desde la fumarola Cratère Sud (CS) y en menor medida otra proveniente de Tarissan (TAR). La región del domo desprovista de vegetación es consecuencia de la desgasificación de fluidos hidrotermales volcánicos provenientes de Cratère Sud en 1998. Foto tomada por J-C Komorowski (IPGP).	4
2.3. (a) Cratère Sud (1998). Los fluidos hidrotermales emergen desde reservorios someros dentro del edificio volcánico de la Soufrière. Foto tomada por J-C Komorowski (IPGP). (b) Los triángulos rojos hacen referencia a distintas zonas activas visibles en la cima del volcán (1: Tarissan, 2: Napoléon Nord, 3: Cratère Sud). Figura tomada y adaptada de Jourde et al. (2016b) (c) Desgasificación en Cratère Sud (2009). Foto tomada por D. Gibert (Universidad de Rennes 1, IPGP).	5
2.4. Modelo conceptual del sistema hidrotermal de la Soufrière de Guadalupe, basado en un modelo 3D de conductividad eléctrica junto con datos geológicos y geoquímicos del volcán. Tomado y adaptado de Rosas-Carbajal et al. (2016). . .	6
3.1. Mayores componentes de la radiación cósmica primaria. Figura tomada de Eidelman et al. (2004).	8
3.2. Flujo diferencial de la radiación cósmica primaria que ingresa a la atmósfera. Figura tomada de Grieder (2001).	9
3.3. Pérdidas de energía de los muones a través de la materia en función de sus energías y del medio de propagación. Figura adaptada de Jourde (2015).	11
3.4. Energía mínima E_{min} en función del espesor de roca estándar, obtenida resolviendo la ecuación 3.7.	11
3.5. Los ángulos cenitales θ y θ^* corresponden a la dirección de propagación respecto de la altura de detección y a la dirección de propagación respecto de la altura de producción del muon, respectivamente.	12
3.6. Flujo diferencial en función de la energía del muon al nivel del mar, para diferentes ángulos cenitales.	13
3.7. Producción de muones calculada a partir de la Ecuación (3.14).	14

3.8. Probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar, calculada a partir de la Ecuación (3.15).	15
3.9. Flujo diferencial de muones multiplicado por $E_0^{2.7}$, en función de la energía al nivel del mar. Calculado a partir de la Ecuación (3.10).	15
3.10. Flujo integrado, $I[\varrho, \theta]$, para diferentes ángulos cenitales. Izquierda: en función del espesor de roca estándar. Derecha: en función de la opacidad.	16
3.11. Izquierda: Esquema de un telescopio de muones. A modo de ejemplo, en rojo se encuentra representada la trayectoria de un muon proveniente del volcán que atraviesa el telescopio. Derecha: Vista esquemática de una matriz de 10×10 píxeles. Figura adaptada de Jourde (2015)	17
3.12. Señal de centelleo. Arriba: Barras de centelleadores apiladas antes de ser ensambladas para formar una matriz. Abajo: Esquema de la generación de la señal de centelleo producida por una partícula ionizante (fotón "azul") después de su absorción y conversión en una señal optica visible (fotón "verde") por la fibra óptica WLS. Figura adaptada de Jourde (2015).	18
3.13. Función de Aceptación \mathcal{T} en función de la dirección $\bar{r}_{m,n}$. El máximo en el centro corresponde a la dirección $\bar{r}_{0,0}$ perpendicular a las matrices de detección.	19
4.1. Izquierda: Mapa topográfico de la Soufrière. La región gris esquematiza la región escaneada por el telescopio de muones representado por el rectángulo demarcado en color negro. Los triángulos rojos hacen referencia a distintas zonas activas visibles en la cima del volcán (1: Tarissan, 2: Napoléon Nord, 3: Cratère Sud). La cruz negra representa la posición desde la cual fue tomada la fotografía presentada en la Figura 2.3b. Derecha: Trayectorias correspondientes a las direcciones de observación del telescopio de muones.	22
4.2. Espesor de roca en cada dirección de observación.	23
4.3. Opacidades en cada línea de visión.	24
4.4. Izquierda: Flujo luego de atravesar la roca. Derecha: Flujo a cielo abierto. Atención: la escala es logarítmica	24
4.5. En puntos azules se encuentran representados los baricentros de los prismas que constituyen el mallado 3D del volcán, para mayor claridad en esta figura se utilizaron prismas de 32 metros de lado.	25
4.6. Mallado 3D del volcán, para mayor claridad en esta figura se utilizaron prismas de 64 metros de lado.	25
4.7. Variaciones relativas en el flujo integrado (izquierda) y en la opacidad (derecha) al considerar un modelo homogéneo con la densidad media de La Soufrière respecto al modelo homogéneo de roca estándar.	26
4.8. Tiempos mínimos de adquisición en diferentes direcciones para distintas variaciones en la densidad.	27

4.9. En azul: región cilíndrica conteniendo los prismas a los que se les asignó una densidad distinta a la del resto del volcán (2.09 g cm^{-3}) para generar distintos modelos del volcán para el problema directo. En rojo: direcciones de observación del telescopio de muones. En gris se representa la topografía.	28
4.10. Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar el reemplazo de agua líquida por vapor de alta presión en una roca con 30 % de su volumen ocupado por fluidos ($\Delta\rho = -0.3 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.	29
4.11. Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar el reemplazo de gas (aire o vapor) en una roca con 30 % de su volumen ocupado por fluidos ($\Delta\rho = 0.3 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.	30
4.12. Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar una región compuesta de andesita ($\Delta\rho = 0.61 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.	31
4.13. Histograma normalizado de los tiempos entre dos eventos consecutivos utilizando los datos procesados (azul) y los datos crudos (rojo). Se utiliza escala logarítmica en el eje horizontal.	33
4.14. Izquierda: Flujo total de muones observado. Derecha: Flujo total de muones observado relativo al primer día de cada período. En ambas figuras la superficie sombreada corresponde al intervalo de confianza de 95 % (2σ , dos desvíos estándar). Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento.	34
4.15. (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en cuatro grupos distintos de direcciones aparentes. Cada curva se encuentra desplazada en el eje vertical para una mejor visualización. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b), (c), (d) y (e) Elementos del mallado involucrados en la región analizada, se representan en figuras separadas para una mayor claridad. .	35

4.16. (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en Cratère Sud (azul) y en la zona complementaria (verde). Las superficies sombreadas corresponden a los intervalos de confianza de 95 %. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b) y (c) Elementos del mallado involucrados en la región analizada.	36
4.17. (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en Tarissan (azul) y en la zona complementaria (verde). Las superficies sombreadas corresponden a los intervalos de confianza de 95 %. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b) y (c) Elementos del mallado involucrados en la región analizada.	38
4.18. Arriba: Registro de precipitaciones. En el eje principal se encuentra representada la precipitación mensual y en el eje secundario la precipitación acumulada. Las regiones en rojo indican períodos de mayor intensidad de lluvias y, a efectos de una mejor visualización, el área bajo la curva correspondiente a la precipitación mensual se encuentra coloreada en azul. Abajo: Registro de actividad sísmica volcánica.	39

Índice de cuadros

4.1. Coordenadas, geometría y orientación del telescopio de muones	22
--	----

Capítulo 1

Resumen

En las últimas décadas ha tenido un gran avance la radiografía mediante rayos cósmicos, o radiografía por muones, aplicada al estudio de estructuras geológicas (Procureur, 2018). Este nuevo método geofísico no invasivo permite estudiar un cuerpo de grandes dimensiones, como lo es un volcán, mediante el emplazamiento de un único instrumento de medición que funciona de manera autónoma por largos períodos de tiempo, permitiendo así la realización de un seguimiento espacio-temporal de las variaciones de densidad de masa en un sistema hidrotermal volcánico (Jourde et al., 2016b).

La radiografía por muones ha sido aplicada en numerosos lugares alrededor del mundo para estudiar la estructura interna de volcanes y montañas. En Japón, este método ha sido empleado para el estudio de los volcanes Asama (Tanaka et al., 2009b), Usu (Tanaka et al., 2007) y Satsuma Iwojima (Tanaka et al., 2009a). En Italia, se lo ha utilizado para el estudio del cráter sur del volcán Etna (Carbone et al., 2013) y para el estudio de cavidades subterráneas en el Monte Echia (Saracino et al., 2017). En Francia, la radiografía por muones ha sido utilizada a su vez como complemento de otros métodos geofísicos tradicionales, como lo son el método eléctrico y gravimétrico, para el estudio de los volcanes Puy de Dôme (Portal et al., 2013) y de la Soufrière de Guadalupe (Lesparre et al., 2012; Rosas-Carbajal et al., 2017). Además, se han publicado resultados de mediciones y/o estudios de factibilidad sobre las aplicaciones de la radiografía por muones en el ámbito de la arqueología, de la ingeniería civil, del monitoreo de reactores nucleares y de reservorios subterráneos de CO₂, entre otros (Kaiser, 2018).

El principio de la radiografía por muones es similar al de la radiografía por rayos X que se realiza en el ámbito de la medicina; consiste en recuperar la distribución de densidad del cuerpo de interés midiendo el efecto de absorción que este produce sobre el flujo incidente de partículas. Los muones son partículas secundarias producto de la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre, su forma de interactuar con la materia y sus energías son tales que les permiten atravesar cientos de metros de roca prácticamente en línea recta. El método consiste entonces en colocar el detector de muones, llamado telescopio de muones, de forma tal que el cuerpo de interés quede posicionado entre éste y el cielo abierto. Los detectores de partículas se encuentra divididos en píxeles que registran la trayectoria de las partículas detectadas, lo cual permite tanto el cálculo de una densidad promedio a lo largo de cada trayectoria como así

también el estudio de la variación del flujo de muones a través de distintas regiones del cuerpo de interés.

En este trabajo, proponemos el uso de la radiografía continua de muones para el estudio de las variaciones de masa en el sistema hidrotermal volcánico de la Soufrière de Guadalupe. Este método permite monitorear los cambios en la densidad de masa que experimenta el volcán, en particular su sistema hidrotermal, mediante el estudio de las variaciones temporales en el flujo de muones que recibe el telescopio.

En el Capítulo 2 presentamos al volcán La Soufrière de Guadalupe, nuestro objeto de estudio. Contamos cómo ha sido su historia y actividad hasta el día de hoy, qué se ha venido observando en las variables asociadas al sistema volcánico y cuáles son los peligros y riesgos que este presenta actualmente. En el Capítulo 3 presentamos los fundamentos teóricos involucrados en la radiografía por muones: qué son los muones y cómo es su interacción con la materia, cómo es el flujo de éstos a cielo abierto y a través de la roca, y en qué consiste un telescopio de muones y cuáles son los tiempos de adquisición necesarios para alcanzar una dada resolución en el problema directo.

En el Capítulo 4 presentamos el trabajo realizado y los resultados obtenidos. Comenzamos con la resolución del problema directo, el cual involucró la determinación de las direcciones de observación del telescopio y el espesor de roca en cada una de ellas, el cálculo del flujo luego de atravesar el volcán en función de la cantidad de materia encontrada por los muones a lo largo de su trayectoria, y la generación de un mallado 3D del volcán para el modelado de distribuciones de densidad inhomogéneas del mismo. Seguimos con la aplicación del problema directo a casos concretos, donde proponemos distintos modelos de densidad del volcán y estudiamos el flujo luego de atravesar la roca resultante junto con un análisis de sensibilidad. Finalizamos el capítulo con el análisis temporal del flujo de muones a partir de datos reales obtenidos en el transcurso de un año y medio en La Soufrière, donde calculamos el flujo de muones a través de distintas regiones del volcán y analizamos aquéllas asociadas a una fumarola y a un lago ácido presentes en el mismo.

En el Capítulo 5 presentamos las conclusiones del trabajo realizado y de los resultados obtenidos. Finalmente, en el Capítulo 6, resumimos las propuestas de trabajos a futuro a desarrollarse en esta temática.

Capítulo 2

La Soufrière de Guadalupe

La Soufrière de Guadalupe es un estratovolcán andesítico que forma parte del arco volcánico de las Antillas Menores, producto de la subducción de la Placa Norteamericana por debajo de la Placa del Caribe a razón de aproximadamente 2 cm año^{-1} . Geográficamente se encuentra localizado en Guadalupe, archipiélago ubicado en la región central de las Antillas Menores (Figura 2.1), que forma parte del territorio de ultramar de Francia.

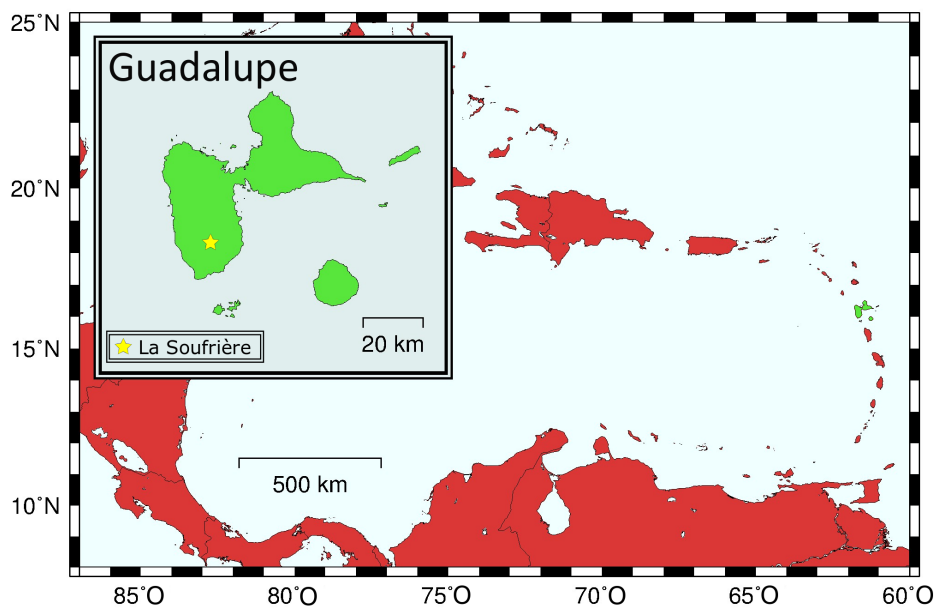


Figura 2.1: Ubicación de La Soufrière de Guadalupe.

La Soufrière se formó durante la última gran erupción magmática que tuvo lugar en 1530 (Boudon et al., 2008). Desde 1635 han tenido lugar seis erupciones no-magmáticas o freáticas¹, asociadas a liberaciones significativas de fluidos hidrotermales ácidos y calientes desde los reservorios que se encuentran en el edificio volcánico.

¹Las erupciones freáticas, también llamadas hidrotermales, son explosiones que ocurren cuando el agua subterránea o en superficie es calentada por magma, lava o nuevos depósitos volcánicos (por ejemplo, depósitos de flujos piroclásticos). Las altas temperaturas de estos materiales (hasta $1,170^{\circ}\text{C}$ para la lava basáltica) pueden causar la evaporación casi instantánea del agua produciendo una explosión de vapor, agua, ceniza, rocas y bombas volcánicas.

Los eventos más catastróficos están asociados a despresurizaciones explosivas de magma y fluidos hidrotermales que se expanden lateralmente a altas velocidades (hasta 100-235 m/s) sobre los flancos del volcán causando una gran devastación sobre decenas hasta cientos de km². Durante los últimos 8500 años, entre 2 y 5 de los 8 colapsos que tuvieron lugar en la Soufrière han generado explosiones lateralmente dirigidas (Komorowski et al., 2005). Las erupciones hidrotermales pueden resultar tan devastadoras como las magmáticas (Lube et al., 2014).

El último proceso eruptivo se produjo en 1976-1977 y es considerada una erupción magmática fallida, causada por la intrusión de un pequeño volumen de magma andesítico cuya ascensión se detuvo a 3 km debajo de la superficie (Villemant et al., 2014). Un total de 26 erupciones hidrotermales importantes tuvieron lugar durante un período de ocho meses (Feuillard et al., 1983). El comienzo de este tipo de erupciones es muchas veces impredecible y plantea una gran amenaza para la población, en efecto se considera probable que las erupciones magmáticas e hidrotermales de la Soufrière tengan la capacidad de afectar directamente desde decenas hasta 100.000 personas (Figura 2.2).

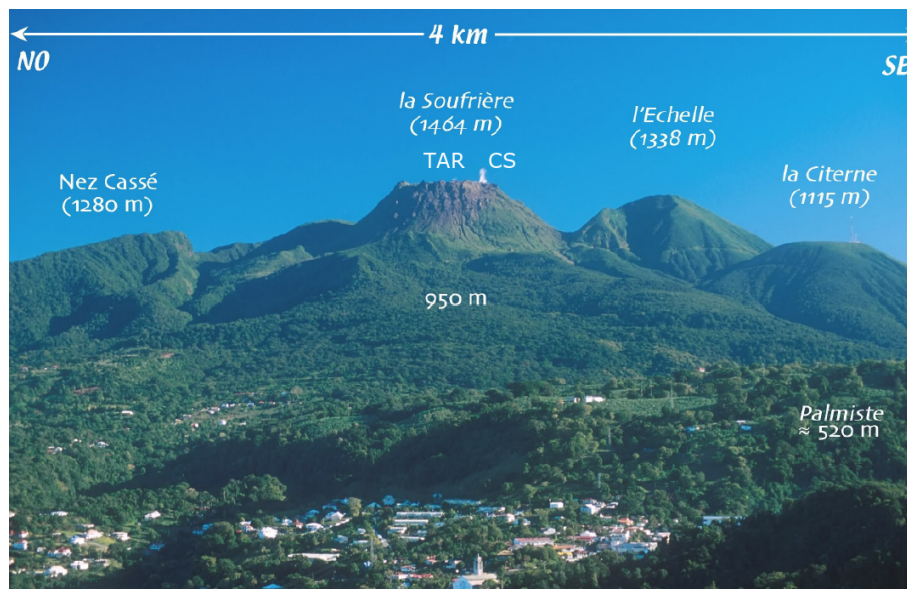


Figura 2.2: Vista noroeste sudeste del domo de la Soufrière y de las cumbres vecinas. En esta fotografía de 1998 se alcanza a observar una pluma vertical de gas que emana desde la fumarola Cratère Sud (CS) y en menor medida otra proveniente de Tarissan (TAR). La región del domo desprovista de vegetación es consecuencia de la desgasificación de fluidos hidrotermales volcánicos provenientes de Cratère Sud en 1998. Foto tomada por J-C Komorowski (IPGP).

En aquel momento se consideraba probable la ocurrencia de una erupción similar a la que había tenido lugar el 8 de Mayo de 1902 en el Monte Pelée (Martinica), la cual había causado la muerte de 29.000 personas y dejado completamente destrozada Saint Pierre, la ciudad más grande y capital de Martinica en ese entonces (Boudon et al., 2005). En el año 1976 las autoridades de Guadalupe terminaron ordenando la evacuación total de la población en las inmediaciones de la Soufrière, involucrando la movilización de 73.000 habitantes, medida que trajo severas consecuencias socio-económicas que perduraron por mucho tiempo. Actualmente se considera que esta evacuación fue innecesaria, producto de un exagerado uso del principio de precaución. El manejo controversial de esta erupción no-magmática refleja la falta de datos y modelos cuantita-

tivos adecuados para interpretar la dinámica del volcán en términos de la ocurrencia de eventos peligrosos.

Desde la última erupción en 1976-1977, el flujo termal y de desgasificación, así también como la sismicidad, disminuyeron gradualmente hasta alcanzar en 1990 los niveles más bajos registrados desde el comienzo del monitoreo en 1950 (Komorowski et al., 2005). A finales de 1992, se comenzó a detectar un marcado incremento en la desgasificación de las fumarolas en la cumbre del domo, un incremento progresivo de la sismicidad somera y un lento aumento de la temperatura de los manantiales cercanos al domo (Villemant et al., 2014).

En 1998 se produjo un cambio significativo en el comportamiento del sistema hidrotermal volcánico con el comienzo repentino de desgasificación con alto contenido de cloro desde la fumarola Cratère Sud (Villemant et al., 2005) (Figura 2.3). En 1997 y 2001 se formaron dos estanques de agua ácida en ebullición, el primero en Cratère Sud y luego en Tarissan. En 2003 el estanque de agua ácida en Cratère Sud fue reemplazado por una importante fumarola. El estanque Tarissan continua en actividad, siendo actualmente la segunda fuente más importante de flujo de gas de La Soufrière (Komorowski et al., 2005). En julio de 2014 tuvo lugar la formación de una nueva fumarola, Napoléon Nord, al este de Tarissan, y otras dos en 2016.

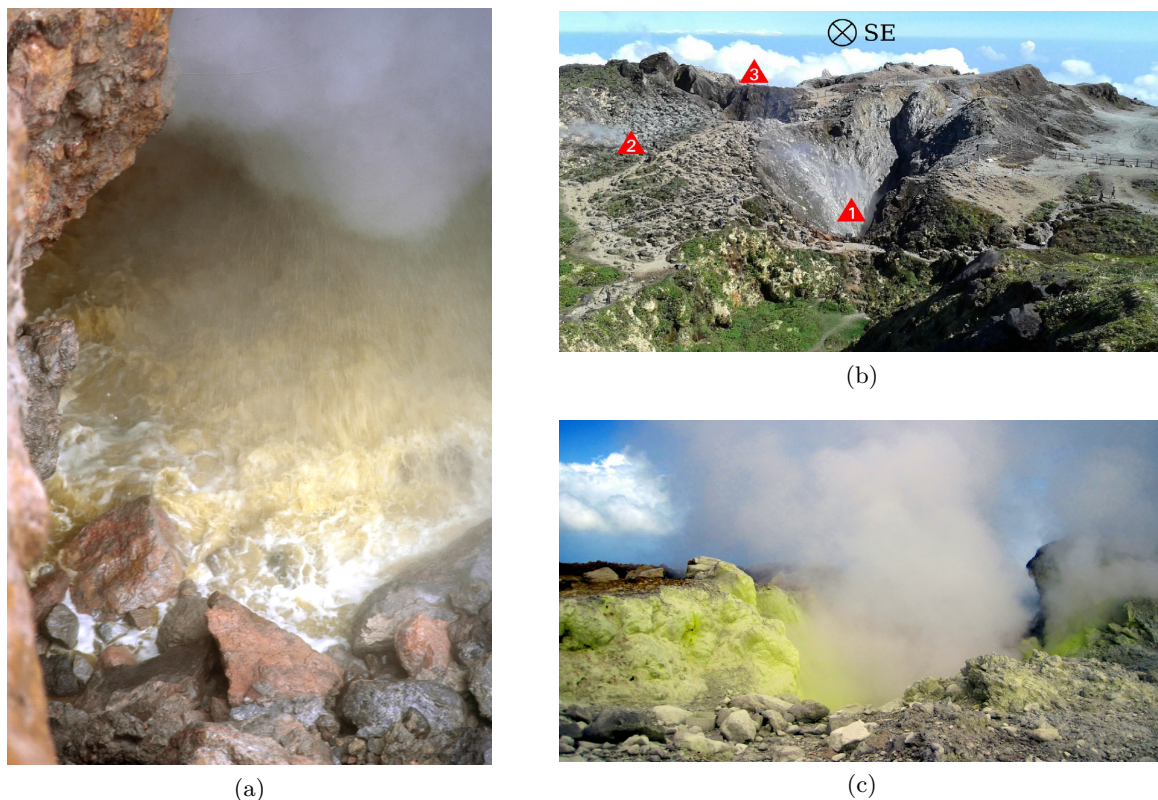


Figura 2.3: (a) Cratère Sud (1998). Los fluidos hidrotermales emergen desde reservorios someros dentro del edificio volcánico de la Soufrière. Foto tomada por J-C Komorowski (IPGP). (b) Los triángulos rojos hacen referencia a distintas zonas activas visibles en la cima del volcán (1: Tarissan, 2: Napoléon Nord, 3: Cratère Sud). Figura tomada y adaptada de Jourde et al. (2016b) (c) Desgasificación en Cratère Sud (2009). Foto tomada por D. Gibert (Universidad de Rennes 1, IPGP).

Además del riesgo asociado a erupciones hidrotermales y magmáticas, es de gran importancia aquél asociado a colapsos parciales del domo de lava. Aunque muchos colapsos son desencade-

nados por erupciones, muchos otros son consecuencia de la actividad del sistema hidrotermal. Los fluidos hidrotermales que saturan la roca tienen la capacidad de conducir a la inestabilidad del edificio volcánico. Al calentarse, pueden aumentar drásticamente la presión del fluido en zonas localizadas del volcán y desencadenar colapsos parciales del domo de lava y explosiones lateralmente dirigidas (Reid et al., 2004). A su vez, aquellos particularmente ácidos, promueven la alteración de la roca, esto trae como consecuencia un debilitamiento mecánico del edificio volcánico y una reducción considerable en la fuerza necesaria para lograr un desplazamiento a lo largo de una falla (Jaeger et al., 2009).

La historia geológica de la Soufrière muestra que los colapsos parciales del domo de lava son eventos recurrentes en la evolución del edificio volcánico. El domo del volcán está constituido mayoritariamente por rocas hidrotermalmente alteradas que se encuentran sobre planos de despegue argilizados, producto de colapsos anteriores (Komorowski et al., 2005). Mientras que el flujo de fluidos es prácticamente vertical en la cima del volcán, éste se vuelve paralelo a los planos de despegue a medida que se aleja de la misma. Esta disposición lítrica de rocas débiles altamente alteradas, zonas saturadas de fluidos y baja fricción basal de los planos de despegue supone un riesgo de colapso parcial del edificio volcánico. Dado su estado actual, se estima que el flanco sur podría colapsar, riesgo directamente asociado a la geometría y a la dinámica del sistema hidrotermal (Rosas-Carbajal et al., 2016) (Figura 2.4).

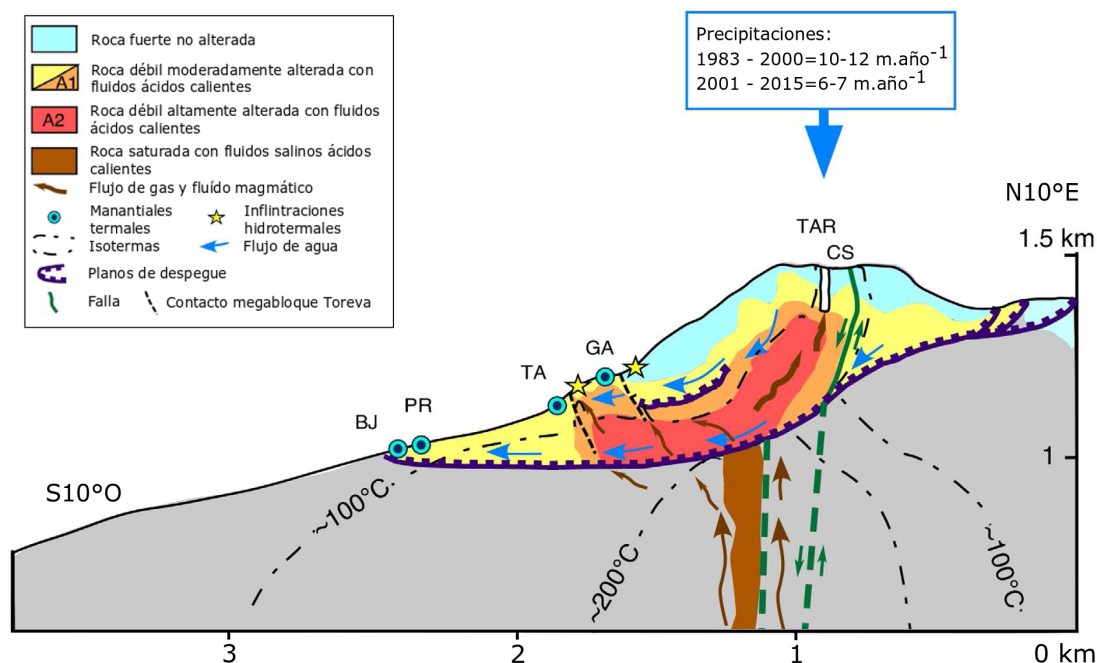


Figura 2.4: Modelo conceptual del sistema hidrotermal de la Soufrière de Guadalupe, basado en un modelo 3D de conductividad eléctrica junto con datos geológicos y geoquímicos del volcán. Tomado y adaptado de Rosas-Carbajal et al. (2016).

Una mejor comprensión de los procesos físicos que controlan los sistemas hidrotermales volcánicos es entonces indispensable para el desarrollo de métodos de monitoreo eficaces y para lograr una mejor identificación de peligros y evaluación de riesgos volcánicos.

Capítulo 3

Fundamentos Teóricos

3.1. Sobre los rayos cósmicos

Se denomina rayos cósmicos a la radiación cósmica primaria, que consiste principalmente en protones, partículas alfas y núcleos pesados provenientes del espacio exterior. Tras entrar en la atmósfera, estas partículas se ven sometidas a interacciones con los electrones y núcleos de los átomos y moléculas que constituyen el aire. Como consecuencia, la composición de la radiación cambia a medida que ésta se propaga a través de la atmósfera. Producto de la mencionada interacción se producen partículas secundarias, en particular piones π y kaones K cargados, los cuales decaen en muones μ y neutrinos ν a través de los siguientes procesos (Grieder, 2001):

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & , & & \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & , \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & , & & K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & ,\end{aligned}\tag{3.1}$$

donde $\bar{\nu}$ representa a la antipartícula correspondiente al neutrino, el antineutrino.

Los muones y los neutrinos penetran fácilmente la atmósfera. Si bien la vida media de los muones en reposo es corta, aproximadamente $2.2 \mu s$, la mayoría alcanza el nivel del mar debido a la dilatación del tiempo¹.

Una de las formas de describir el espectro de la radiación cósmica primaria es mediante el flujo de partículas por energía por nucleón². Alrededor de 74 % de los nucleones primarios son protones libres (Hidrógeno) y alrededor de 70 % del resto son nucleones ligados a núcleos de Helio (Patrignani et al., 2016). La Figura 3.1 muestra las mayores componentes de los rayos cósmicos en función de la energía para una determinada época del ciclo solar. La porción de baja energía del espectro se encuentra sujeta a una fuerte variabilidad debido a la actividad solar, efecto que disminuye al aumentar la energía de la partícula y se vuelve despreciable para energías superiores a algunos GeV (Grieder, 2001).

¹Debido a que alcanzan velocidades cercanas a la de la luz, la vida media de las partículas respecto a nuestro sistema de referencia de observador es diferente a la vida media respecto al sistema de referencia de la partícula, y está dado por $\tau = \tau_0 \times \gamma$, donde $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ es el factor de Lorentz, siendo v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz.

²En física nuclear, nucleón corresponde al nombre colectivo para dos partículas: el neutrón y el protón

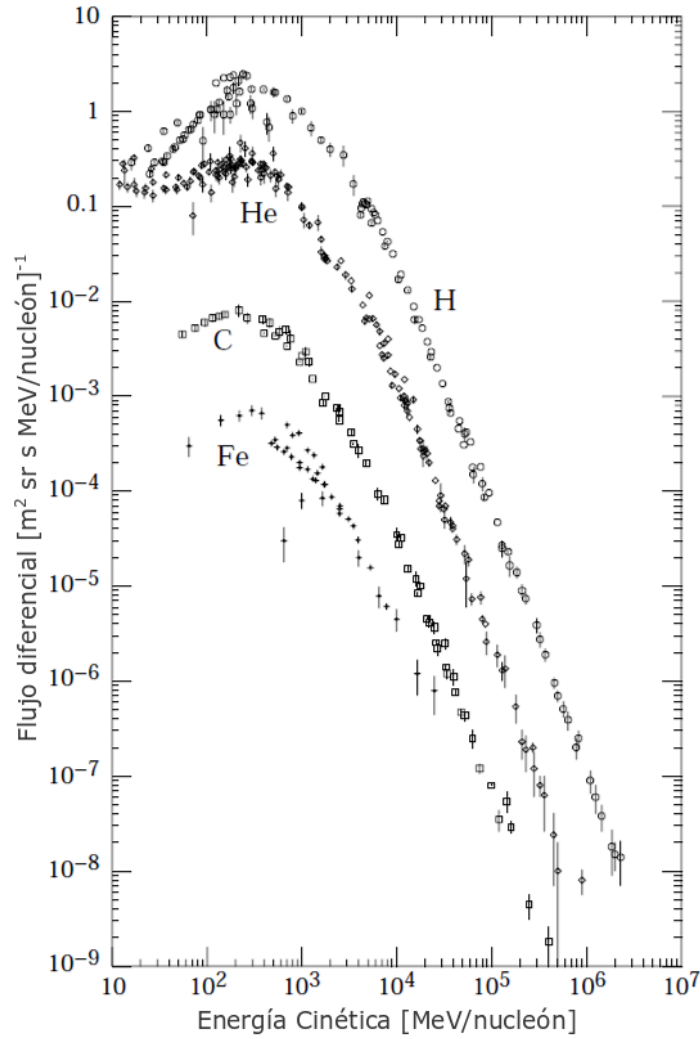


Figura 3.1: Mayores componentes de la radiación cósmica primaria. Figura tomada de Eidelman et al. (2004).

Si tenemos en cuenta todos los tipos de partículas, el espectro de energía de los rayos cósmicos se encuentra sobre un rango de energías gigantesco de más de diez décadas, desde menos de 10^6 eV hasta más de 10^{20} eV (Figura 3.2). Por encima de 10 GeV, donde la actividad solar deja de ser relevante, el espectro parece no presentar ninguna característica distintiva en su representación, excepto por un ligero cambio en la pendiente de la curva. El flujo diferencial desde varios GeV hasta un poco más de 100 TeV se puede aproximar por una ley de potencia de la forma (Grieder, 2001):

$$j(E) \propto E^{-\gamma_{1,2}}, \quad (3.2)$$

donde $\gamma_1 = 2.68$ y $\gamma_2 = 3.15$ son los exponentes de la ley de potencia que ajusta al espectro sobre diferentes intervalos. El punto donde se produce el cambio de pendiente se conoce como "rodilla" (*knee* en inglés).

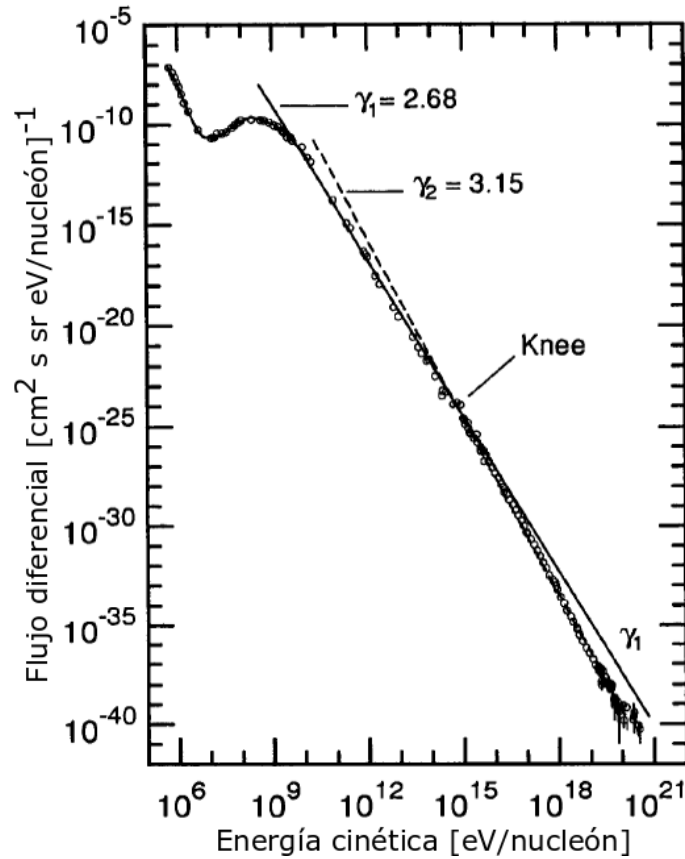


Figura 3.2: Flujo diferencial de la radiación cósmica primaria que ingresa a la atmósfera. Figura tomada de Grieder (2001).

3.2. Sobre la pérdida de energía

Los muones pierden energía en su paso por la materia principalmente debido a dos fenómenos: ionización y radiación (Grieder, 2001).

La cantidad de materia encontrada por los muones a lo largo de su trayectoria recibe el nombre de opacidad, y se define como:

$$\varrho(L) = \int_L \rho(\xi) d\xi = \bar{\rho} \times L, \quad (3.3)$$

donde ρ es la densidad del medio, ξ es la coordenada medida a lo largo de la trayectoria de longitud L y $\bar{\rho}$ es la densidad media a lo largo de la trayectoria. En la práctica, ϱ es frecuentemente expresada en hg cm^{-2} , unidad que corresponde a 1 metro equivalente de agua (mwe, por sus siglas en inglés). Otra unidad útil para ϱ es 2.65 hg cm^{-2} , correspondiente a metros equivalentes de roca estándar (msre, por sus siglas en inglés).

Al atravesar la materia, los muones captan electrones de los átomos que se encuentran en su trayectoria, perdiendo de esta forma parte de su energía por ionización.

Esta pérdida de energía por unidad de opacidad es descrita por la ecuación de Bethe-Bloch (Patrignani et al., 2016):

$$-\frac{dE}{d\varrho} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e (c \gamma \beta^2)}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] [\text{GeV mwe}^{-1}], \quad (3.4)$$

donde ϱ [mwe] es la opacidad en metros equivalentes de agua, $K = 0.03071 \text{ GeV mwe}^{-1}$ es una constante, z es la carga de la partícula, Z y A son respectivamente los números atómicos y números másicos de los átomos del medio, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ es el factor de Lorentz, $\beta = v/c$, I es el potencial de ionización del medio y δ es un factor correctivo que tiene en cuenta la densidad del medio. Como puede observarse en la Ecuación (3.4), los procesos de ionización son proporcionales entonces al factor Z/A .

Para partículas de energía superior a 500 GeV la pérdida de energía por radiación toma mayor relevancia. Ésta se produce a través de radiación de bremsstrahlung (o radiación de frenado), la creación de pares de electrones/positrones, las interacciones fotonucleares y la producción de rayos delta o electrones secundarios. Mediante estos procesos el muon pierde energía de forma discreta, y no continua como en el caso de las pérdidas por ionización.

La radiación de frenado o bremsstrahlung se produce al pasar una partícula por las proximidades de un núcleo de un átomo. Debido al campo eléctrico de ese núcleo la partícula sufre un desvío en su trayectoria y se produce la emisión de un fotón, perdiendo la partícula una parte importante de su energía. Si el muon es más energético, el fotón emitido tiene generalmente energía suficiente para producir pares electrones/positrones y, además, es posible la ocurrencia de una interacción fotonuclear entre el fotón y el núcleo del átomo.

Para diferenciar las diferentes contribuciones, todos estos términos se agrupan en una ecuación:

$$-\frac{dE}{d\varrho} = \underbrace{a(E)}_{\text{ionización}} + \underbrace{b(E) \times E}_{\text{radiación}}, \quad (3.5)$$

donde $a(E)$ y $b(E)$ son funciones que varían lentamente con E y representan respectivamente las pérdidas por ionización y las pérdidas por radiación. En la Figura 3.3 se muestran las diferentes contribuciones. Se definen dos energías características: E_m , donde las pérdidas por ionización son mínimas, y E_c , donde las pérdidas por ionización son del mismo orden que las pérdidas por radiación. Para energías por debajo de $E_c \approx 700 \text{ GeV}$ las pérdidas por ionización son predominantes y relativamente estables:

$$-\frac{dE}{d\varrho} \Big|_{1 \text{ GeV} ; 200 \text{ GeV}} \approx 0.20 \text{ GeV/mwe}, \quad (3.6)$$

por encima de E_c las pérdidas por radiación toman protagonismo y aumentan rápidamente con $b(E) \approx 4.7 \times 10^{-4} \text{ mwe}^{-1}$.

Generalmente mientras más pesados sean los átomos que constituyen el medio, menores serán las pérdidas por ionización y mayores las debidas a la radiación.

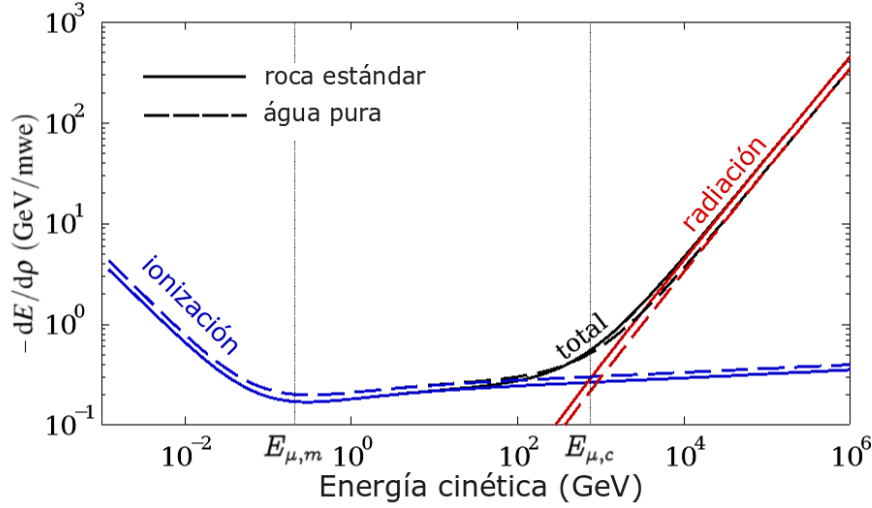


Figura 3.3: Pérdidas de energía de los muones a través de la materia en función de sus energías y del medio de propagación. Datos obtenidos del sitio <http://pdg.lbl.gov/2014/AtomicNuclearProperties/>.
Figura adaptada de Jourde (2015).

Conociendo la pérdida de energía de los muones debida a su pasaje a través de la roca, podremos determinar la energía mínima inicial, E_{min} , que deberá tener un muon para lograr atravesar una dada opacidad de roca ϱ y lograr llegar al detector de muones, también llamado telescopio de muones. E_{min} se encuentra resolviendo:

$$E_{min} - \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho = E_{\mu} , \quad (3.7)$$

donde $E_{\mu} = 0.10566$ GeV es la energía del muon en reposo. En la Figura 3.4 se puede observar las energías mínimas que deberán tener los muones para lograr atravesar distintos espesores de roca estándar.

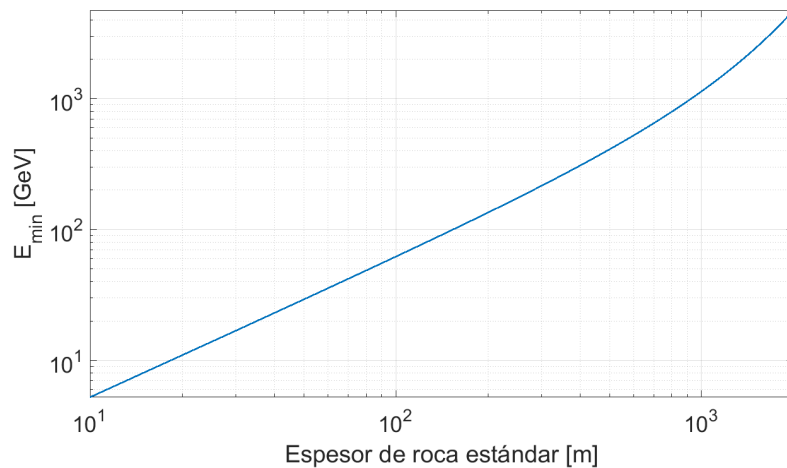


Figura 3.4: Energía mínima E_{min} en función del espesor de roca estándar, obtenida resolviendo la ecuación 3.7.

3.3. Sobre el flujo de muones a cielo abierto

A cielo abierto, el flujo de muones depende de la energía de las partículas y del ángulo cenital³ de sus trayectorias. Debido a que para energías superiores a algunas decenas de GeV las partículas son insensibles al campo magnético terrestre, el flujo de muones resulta azimutalmente isotrópico.

El efecto de la curvatura de la Tierra comienza a tener relevancia para ángulos cenitales mayores a 60° . Para tenerlo en cuenta se sustituye el ángulo θ correspondiente a la dirección de propagación del muon a la altitud de detección por θ^* , correspondiente a la altitud de producción. Ambos ángulos se relacionan mediante:

$$\cos(\theta^*) = \sqrt{1 - \frac{1 - (\cos(\theta))^2}{(1 + \frac{H_{atm}}{R_T})^2}}, \quad (3.8)$$

donde $H_{atm} \approx 32$ km es la altitud de producción de los muones para ángulos grandes y $R_T \approx 6370$ km es el radio de la Tierra. Para ángulos menores a 60° resulta $\theta \simeq \theta^*$.

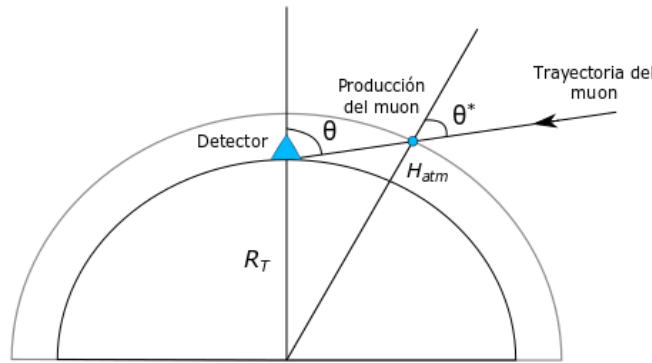


Figura 3.5: Los ángulos cenitales θ y θ^* corresponden a la dirección de propagación respecto de la altura de detección y a la dirección de propagación respecto de la altura de producción del muon, respectivamente.

El espectro de energía de los muones al nivel del mar se aproxima a una ley de potencia, función de la energía de los muones y dependiente de la producción de las partículas primarias de los muones: los piones y los kaones.

Gaisser et al. (2016) describió el flujo de muones a través de:

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G E_0^{-\gamma} P_G(E_0, \theta) \quad [\text{GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}], \quad (3.9)$$

donde $A_G = 0.14 \text{ GeV}^{1.7} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ es un factor de normalización y $\gamma = 2.7$ es el índice de potencia. E_0 es la energía de los muones al nivel del mar. $P(E, \theta)$ es la producción de muones a partir de las partículas primarias, piones y kaones. Este modelo no tiene en cuenta la curvatura de la Tierra y por lo tanto es válido para ángulos cenitales menores a 60° . Además no tiene en cuenta la atenuación del flujo en la atmósfera debido a la desintegración y a la pérdida de energía.

³El ángulo cenital θ se mide respecto de la vertical y es, por lo tanto, complementario a la inclinación. $\theta = 0^\circ$ corresponde a la dirección vertical y $\theta = 90^\circ$ a la dirección horizontal.

Por estos motivos y con el fin de mejorar la precisión del modelo, se modificaron ligeramente los parámetros y se agregó un factor a la Ecuación (3.9) (Caffau et al., 1997; Dar, 1983; Tang et al., 2006), resultando la fórmula modificada de Gaisser:

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G \hat{E}^{-\gamma} P_G(\hat{E}, \theta^*) W_G(\bar{E}, \theta^*) \quad [\text{GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}] , \quad (3.10)$$

donde $W_G(\bar{E}, \theta^*)$ es la probabilidad de los muones de llegar al nivel del mar, debido a la desintegración de los mismos a través de la atmósfera. \hat{E} es la energía inicial del muon al momento de su producción y \bar{E} es su energía media en la atmósfera. La sustitución de la energía del muon al nivel del mar permite tener en cuenta la pérdida de energía de los muones durante su propagación en la atmósfera. Ellas se relacionan mediante:

$$\hat{E} = E_0 + \Delta E , \quad (3.11)$$

$$\bar{E} \simeq E_0 + \frac{\Delta E}{2} , \quad (3.12)$$

donde ΔE corresponde a la pérdida de energía a través de la atmósfera y puede ser aproximada mediante la expresión:

$$\Delta E = a_{atm} \left(\frac{\varrho_F}{\cos \theta^*} - \varrho_0 \right) , \quad (3.13)$$

donde $a_{atm} \simeq 2 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ representa la pérdida de energía por ionización en la atmósfera para muones cuya energía es alrededor de 50 GeV, donde la pérdida de energía por ionización representa el 99 % (Bichsel et al., 2010). En incidencia vertical, la opacidad de la atmósfera al nivel del mar es $\varrho_F = 1030 \text{ g cm}^{-2}$ (Dar, 1983) y $\varrho_0 = 120 \text{ g cm}^{-2}$ es la opacidad media entre la altitud de entrada en la atmósfera de la partícula primaria y la altitud de producción de los muones (Tang et al., 2006).

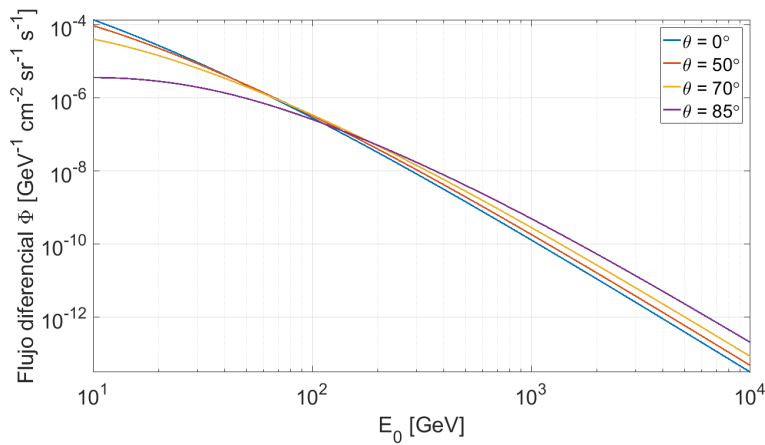


Figura 3.6: Flujo diferencial en función de la energía del muon al nivel del mar, para diferentes ángulos cenitales.

La producción de muones a partir de las partículas primarias, los piones y los kaones, varía

con la energía inicial de los muones \hat{E} y el ángulo cenital θ^* según:

$$P_G(\hat{E}, \theta^*) = \frac{b_{\pi\mu} \mathcal{A}_{\pi\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_\pi}} + \frac{b_{K\mu} \mathcal{A}_{K\mu}}{1 + \frac{1.1 \hat{E} \cos \theta^*}{\epsilon_K}}, \quad (3.14)$$

donde $b_{\pi\mu} = 1$ y $b_{K\mu} = 0.635$ son las relaciones de ramificación⁴ de los piones y kaones en muones. $\mathcal{A}_{\pi\mu} = 1$ y $\mathcal{A}_{K\mu} = 0.085$ son constantes. $\epsilon_\pi = 115$ GeV y $\epsilon_K = 850$ GeV son las energía críticas⁵ de los piones y kaones, respectivamente (Kellogg et al., 1978). La producción de muones expresada por la Ecuación (3.14) es adimensional. Además, la misma es inversamente proporcional a la energía inicial de los muones \hat{E} y al coseno del ángulo cenital θ^* . Se puede observar en la Figura 3.7 que la producción de muones en incidencia vertical varía en tres órdenes de magnitud entre 10 GeV y 10^5 GeV y, para una energía dada, la producción de muones con trayectoria cercana a la horizontal ($\theta^* = 90^\circ$) es también más elevada que para los de trayectoria vertical.

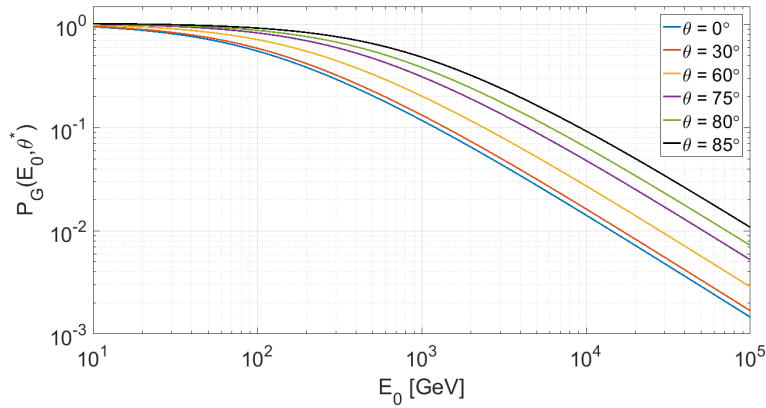


Figura 3.7: Producción de muones calculada a partir de la Ecuación (3.14).

La probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar antes de desintegrarse en su paso por la atmósfera es expresada por la función W (Dar, 1983). Esta probabilidad es función de la energía media de los muones en la atmósfera \bar{E} y del ángulo cenital θ^* . La función es adimensional y se ve influenciada por la opacidad de la atmósfera atravesada por los muones:

$$W_G(\bar{E}, \theta^*) = \left(\frac{\varrho_0 \cos \theta^*}{\varrho_F} \right)^{\frac{\gamma_\mu^{-1}}{\cos \theta^* \bar{E}}}, \quad (3.15)$$

donde $\gamma_\mu^{-1} \simeq 1.04$ GeV. En la Figura 3.8 puede verse que la probabilidad de los muones de llegar al nivel del mar aumenta con la energía de la partícula. Todos los muones cuya energía inicial sea superior a 300 GeV tendrán más de 90 % de probabilidad de alcanzar el nivel del mar. Debido a que los muones de trayectoria inclinada deben recorrer más distancia en la atmósfera que aquellos de trayectoria vertical, poseen más oportunidades de interactuar con la atmósfera y, en particular para muones de bajas energías, menor probabilidad de supervivencia.

⁴Probabilidad de que una partícula inestable se desintegre de una determinada manera. Por ejemplo, los kaones pueden desintegrarse en muones o en piones, la probabilidad de que se desintegren en muones es 0.635.

⁵Energía a la cual la pérdida de energía por ionización es igual a la pérdida de energía por bremsstrahlung

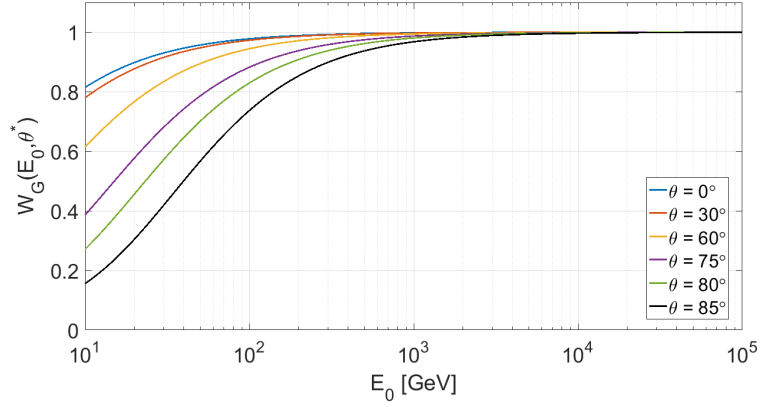


Figura 3.8: Probabilidad de los muones de alcanzar el nivel del mar, calculada a partir de la Ecuación (3.15).

El fenómeno de desintegración observado para energías inferiores a 1 TeV pierde importancia para energías superiores. En efecto, mientras más elevada sea la energía de un muon, menor será su probabilidad de interactuar con la atmósfera. Por otro lado, la producción de muones es creciente con el ángulo cenital y es predominante a partir de 1 TeV ya que la reducción del flujo debido interacción con la atmósfera no compensa su producción. Como puede observarse en la Figura 3.9, este fenómeno produce un cruce de las curvas del flujo de muones para energías de alrededor de 100 GeV y a partir de 1 TeV el flujo es mayor en la dirección horizontal.

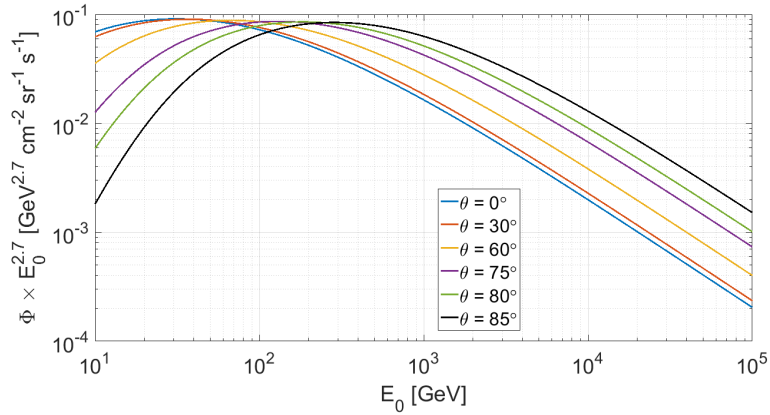


Figura 3.9: Flujo diferencial de muones multiplicado por $E_0^{2.7}$, en función de la energía al nivel del mar. Calculado a partir de la Ecuación (3.10).

3.3.1. Corrección por altura

Debido a que el telescopio cuyos datos analizamos en esta Tesis se encuentra a una altura de 1283 m.s.n.m será necesario aplicar una corrección al flujo calculado anteriormente, el cual se encuentra referido al nivel del mar. Hebbeker y Timmermans (2002) encontraron que una interpolación satisfactoria entre los modelos numéricos y los datos se encuentra dada por la relación:

$$\frac{\Phi(h)}{\Phi(h=0)} = \exp(h/h_0) , \quad (3.16)$$

donde h es la altitud en metros y h_0 es una longitud característica dada por $h_0 = 4900 + 750 p$, siendo p el momento del muon en GeV.

3.4. Sobre el flujo de muones luego de atravesar la roca

El flujo calculado hasta aquí es un flujo diferencial, ya que el mismo está expresado como cantidad de partículas por unidad de energía, de superficie, de ángulo sólido y de tiempo. Ahora bien, como los telescopios de muones no aportan información sobre la energía de las partículas detectadas, el flujo observado deberá ser comparado con el modelo de flujo diferencial integrado sobre la energía. Dado que sólo las partículas con una energía $E_{min}(\varrho)$, dada por la Ecuación (3.7), serán capaces de atravesar la totalidad de la roca, el flujo integral de muones luego de atravesar la roca podrá ser expresado mediante:

$$I(\varrho, \theta) = \int_{E_{min}(\varrho)}^{\infty} \Phi_G(E_0, \theta) dE_0 \quad [cm^{-2} sr^{-1} s^{-1}]. \quad (3.17)$$

En la Figura 3.10 se puede observar explícitamente la dependencia del flujo observado con la opacidad de la roca atravesada a través de $E_{min}(\varrho)$.

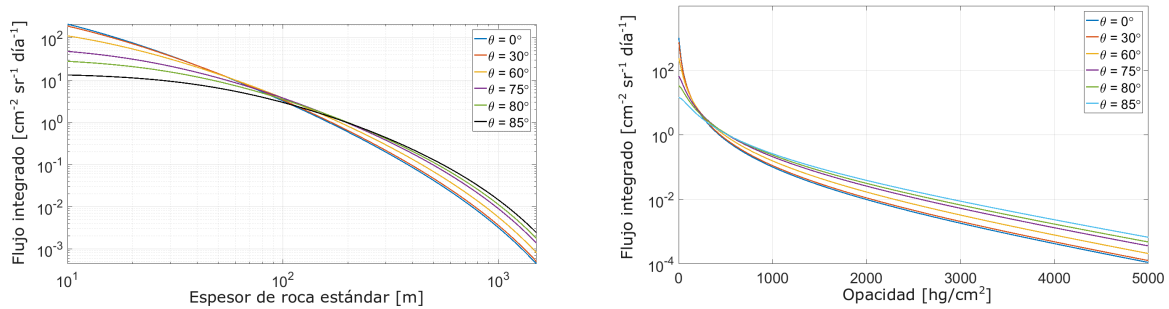


Figura 3.10: Flujo integrado, $I[\varrho, \theta]$, para diferentes ángulos cenitales. Izquierda: en función del espesor de roca estándar. Derecha: en función de la opacidad.

3.5. Sobre el telescopio de muones

El telescopio de muones utilizado está equipado con tres matrices cuadradas, de 50 cm de lado, compuestas de $N_x = 10$ y $N_y = 10$ barras de centelleadores horizontales y verticales, respectivamente, cuyas intersecciones definen $N_x \times N_y = 100$ píxeles de $d = 5$ cm de lado (Figura 3.11). La distancia entre la matriz delantera y la matriz trasera es $D = 100$ cm.

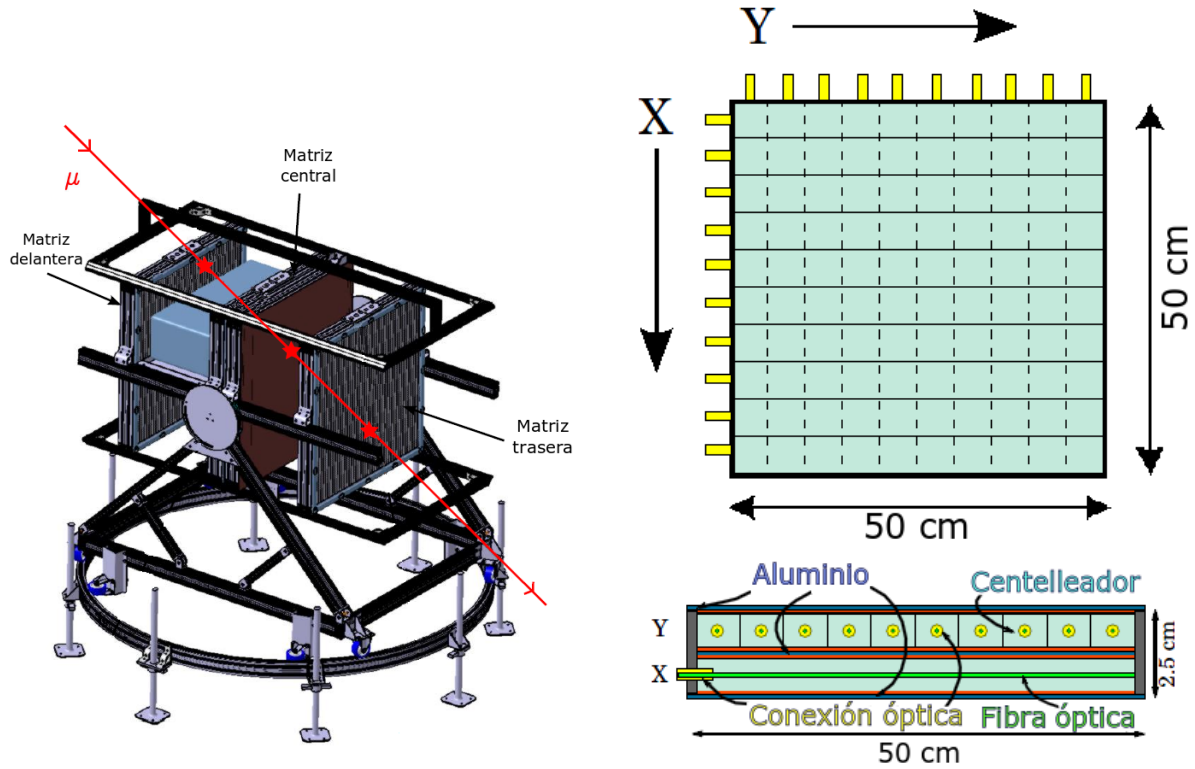


Figura 3.11: Izquierda: Esquema de un telescopio de muones. A modo de ejemplo, en rojo se encuentra representada la trayectoria de un muon proveniente del volcán que atraviesa el telescopio. Derecha: Vista esquemática de una matriz de 10×10 píxeles. Figura adaptada de Jourde (2015)

El ángulo sólido total Ω cubierto por el telescopio y la resolución angular $\delta\Omega$, depende del número de píxeles, $N_x \times N_y$, su tamaño d y la distancia D entre la matriz delantera y la matriz trasera. $\delta\Omega$ cubre todas las trayectorias capaces de atravesar un dado par de píxeles, $\{P_{i,j}^D, P_{k,l}^T\}$ ⁶.

Cuando una partícula cargada atraviesa el centelleador genera fotones en el espectro ultravioleta, éstos últimos son recolectados por una fibra óptica WLS (WaveLength Shifting) que los absorbe y los re-emite en el espectro del verde por fluorescencia⁷(ver Figura 3.12). El centelleador se encuentra recubierto con una pintura reflectiva (hecha a base de dióxido de titanio, TiO_2) que limita las pérdidas e impide la transmisión de la señal óptica de una barra de centelleador a otra. La fibra óptica luego dirige la luz verde hacia el fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés) donde los fotones son detectados.

⁶ $P_{i,j}^D$ corresponde al píxel perteneciente a la matriz delantera y $P_{k,l}^T$ el perteneciente a la matriz trasera, donde $i, k = 1, \dots, N_x$ y $j, l = 1, \dots, N_y$.

⁷ La fluorescencia es la propiedad que tienen algunas sustancias de absorber energía en forma de radiación electromagnética y luego emitir parte de esa energía con una longitud de onda diferente.

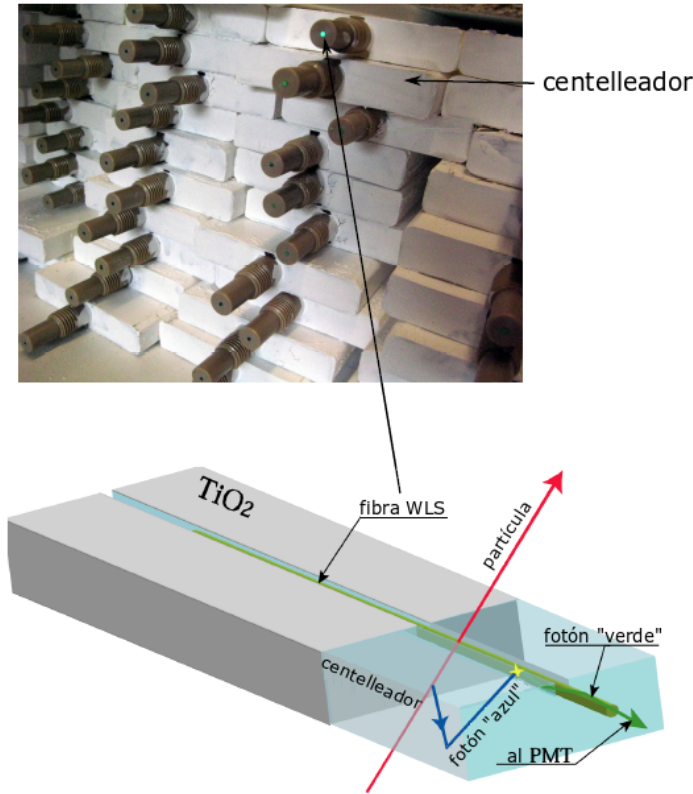


Figura 3.12: Señal de centelleo. Arriba: Barras de centelleadores apiladas antes de ser ensambladas para formar una matriz. Abajo: Esquema de la generación de la señal de centelleo producida por una partícula ionizante (fotón "azul") después de su absorción y conversión en una señal óptica visible (fotón "verde") por la fibra óptica WLS. Figura adaptada de Jourde (2015).

De esta forma se puede identificar cuales fueron los píxeles que atravesó la partícula y luego, a partir de éstos, determinar la trayectoria de la misma. Debido a las dimensiones del telescopio respecto a las distancias recorridas por las partículas, se realiza la aproximación puntual. Con esta aproximación podemos considerar al telescopio como un punto y a las trayectorias de los muones como rectas. Los eventos cuyos pares de píxeles compartan la misma posición relativa, $\{m = i - k, n = j - l\}$ ⁸, tendrán la misma dirección aparente $\bar{r}_{m,n}$ y serán considerados pertenecientes a la misma trayectoria. A estos eventos les será asignado el mismo $\delta\Omega(\bar{r}_{m,n})$. La dirección $\bar{r}_{0,0}$ es normal a las matrices y corresponde a $N_{0,0} = N_x \times N_y$ pares de píxeles homólogos $\{P_{i,j}^D, P_{i,j}^T\}$. Para $\bar{r}_{m,n}$ con $\{m, n\} \neq \{0, 0\}$, $N_{m,n} < N_{0,0}$, y cuanto mayor sea la diferencia entre m y n , menor será $N_{m,n}$. Como consecuencia, las direcciones cercanas a $\bar{r}_{0,0}$ tendrán asociadas un área de detección S mayor que las más alejadas⁹. Un telescopio equipado con matrices de $N_x \times N_y$ píxeles tendrá $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1)$ direcciones discretas $\bar{r}_{m,n}$ abarcando el ángulo sólido Ω , el cual será mayor mientras menor sea la distancia D entre las matrices.

La Función de Aceptación se obtiene multiplicando el área de detección por la resolución angular:

⁸Los índices i y j corresponden a la matriz delantera y los índices k y l corresponden a la matriz trasera. Por lo que $m = -N_x + 1, \dots, N_x - 1$ y $n = -N_y + 1, \dots, N_y - 1$.

⁹Para una dada dirección $\bar{r}_{m,n}$, el área de detección $S(\bar{r}_{m,n})$ queda determinada por el tamaño del píxel d y por la cantidad de pares de píxeles con los mismos m y n , $N_{m,n}$. Es la superficie del detector involucrada en la detección de una dada dirección aparente.

$$\mathcal{T}(\bar{r}_{m,n}) = S(\bar{r}_{m,n}) \times \delta\Omega(\bar{r}_{m,n}) . \quad (3.18)$$

El telescopio utilizado tiene $(2N_x - 1) \times (2N_y - 1) = 361$ direcciones discretas $\bar{r}_{m,n}$. Como puede verse en la Figura 3.13, la apertura angular total del instrumento es aproximadamente $\pm 20^\circ$. La Función de Aceptación $\mathcal{T}(\bar{r}_{m,n})$ alcanza un valor máximo de $\simeq 6 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ en la dirección normal $\bar{r}_{0,0}$ y se acerca a cero en las direcciones que más se apartan de ella, de manera que será importante tener en cuenta este efecto al momento de calcular el flujo observado.

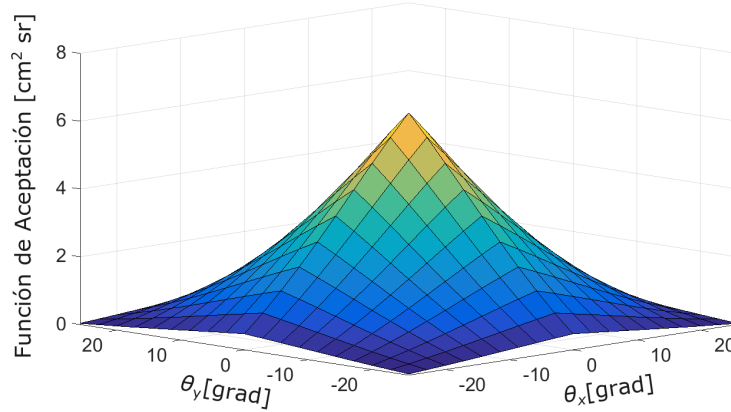


Figura 3.13: Función de Aceptación \mathcal{T} en función de la dirección $\bar{r}_{m,n}$. El máximo en el centro corresponde a la dirección $\bar{r}_{0,0}$ perpendicular a las matrices de detección.

3.6. Sobre los tiempos de adquisición

A partir de la modelización del flujo de muones incidente, de la opacidad atravesada y de la capacidad de detección de los telescopios, podremos estimar la cantidad de muones detectados N durante un período de adquisición mediante la expresión:

$$N(\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times I(\varrho) , \quad (3.19)$$

donde $I(\varrho)$ es el flujo integrado dado por (3.17), \mathcal{T} es la Función de Aceptación dada por (3.18) y ΔT es el tiempo de observación.

Una cuestión importante a determinar es la condición que debe ser satisfecha entre los términos involucrados en la Ecuación (3.19), para poder discriminar entre dos opacidades ligeramente diferentes, o equivalentemente, entre $N(\varrho_0)$ y $N(\varrho_0 + \delta\varrho)$. Con este propósito, Lesparre et al. (2010) establecieron una condición a ser satisfecha, también denominada condición de factibilidad:

$$\Delta T \times \mathcal{T} \times \frac{\Delta I^2(\varrho_0, \delta\varrho)}{I(\varrho_0)} > c , \quad (3.20)$$

donde ΔI^2 es la variación del flujo integrado causada por la variación en opacidad $\delta\varrho$ contenida en un cuerpo de opacidad total ϱ . El lado derecho de la inecuación determina el nivel de confianza en la resolución $\delta\varrho$, correspondiendo $c = 1$ a un desvío estándar (alrededor de 68 %).

Una vez definida la estructura de interés, podremos determinar, a través de la Ecuación (3.20), para una dada resolución, $\delta\varrho$, cual deberá ser el tiempo mínimo de observación, ΔT .

Capítulo 4

Trabajos realizados y resultados

En la primera y segunda sección del presente capítulo tratamos el problema directo en la radiografía por muones; comenzamos determinando las direcciones de observación del telescopio y los espesores de roca correspondientes a cada una de ellas para luego calcular el flujo integrado de muones que registraría el telescopio en el caso más sencillo de un volcán compuesto de una roca de densidad estándar. A continuación generamos un mallado 3D del volcán, el cual nos permite tratar con modelos de densidad no homogéneos, que presentamos en la segunda sección del capítulo.

Finalmente, en la tercera sección, realizamos el análisis temporal del flujo de muones en el volcán La Soufrière mediante lo que se conoce como radiografía continua de muones. Comenzamos calculando los períodos de inactividad del telescopio para luego obtener una mejor estimación del flujo de muones que el computado hasta el presente. A continuación, agrupando distintas direcciones de observación, estudiamos la variación en el flujo de muones a través de distintas regiones del volcán. Finalmente, a partir de rasgos geológicos del mismo, estudiamos las regiones asociadas a las fumarolas Cratère Sud y Tarissan.

Todos los resultados mencionados en este capítulo constituyen un trabajo original realizado en el marco de la tesis de grado, ya sea mediante el desarrollo de nuevos códigos o la adaptación de códigos existentes a la problemática puntual. Todos los códigos desarrollados en este trabajo fueron realizados en MATLAB.

4.1. Resolución del Problema Directo

Resolver el problema directo en radiografía por muones consiste en hallar, a partir de un modelo de densidad del volcán, cuál es el flujo integrado de muones luego de atravesar la roca que registraría el telescopio. Para ello se debe determinar, en primer término, cuáles son las direcciones de observación del mismo y cuáles son los espesores de roca involucrados en cada una de ellas.

4.1.1. Determinación de las direcciones de observación

Se desarrolló un código que a partir de la posición, orientación y geometría del telescopio (ver Tabla 4.1) calcula la trayectoria de cada dirección de observación. En la Figura 4.1 se encuentran representadas las direcciones de observación resultantes.

X(UTM, zona 20)	643107 \pm 5 m E
Y(UTM, zona 20)	1773940 \pm 5 m N
Z(WGS84)	1283 \pm 5 m
Azimut	345° \pm 1°
Zenit	61.0° \pm 0.1°
Distancia entre matriz delantera y trasera (D)	100 cm
Número de píxeles en X (N_x)	10
Número de píxeles en Y (N_y)	10
Distancia entre píxeles (d)	5 cm

Cuadro 4.1: Coordenadas, geometría y orientación del telescopio de muones

El telescopio de muones se encuentra instalado en el flanco Sursudeste del domo de lava, la línea de visión axial se encuentra orientada 15° al Oeste con una inclinación de 29°, es decir con un ángulo cenital de 61°. Se puede observar que el telescopio en su posición actual permite estudiar la región más activa del volcán, ya que las direcciones de observación centrales que poseen la función de aceptación más alta están orientadas directamente hacia esa región, ver Figura 4.1.

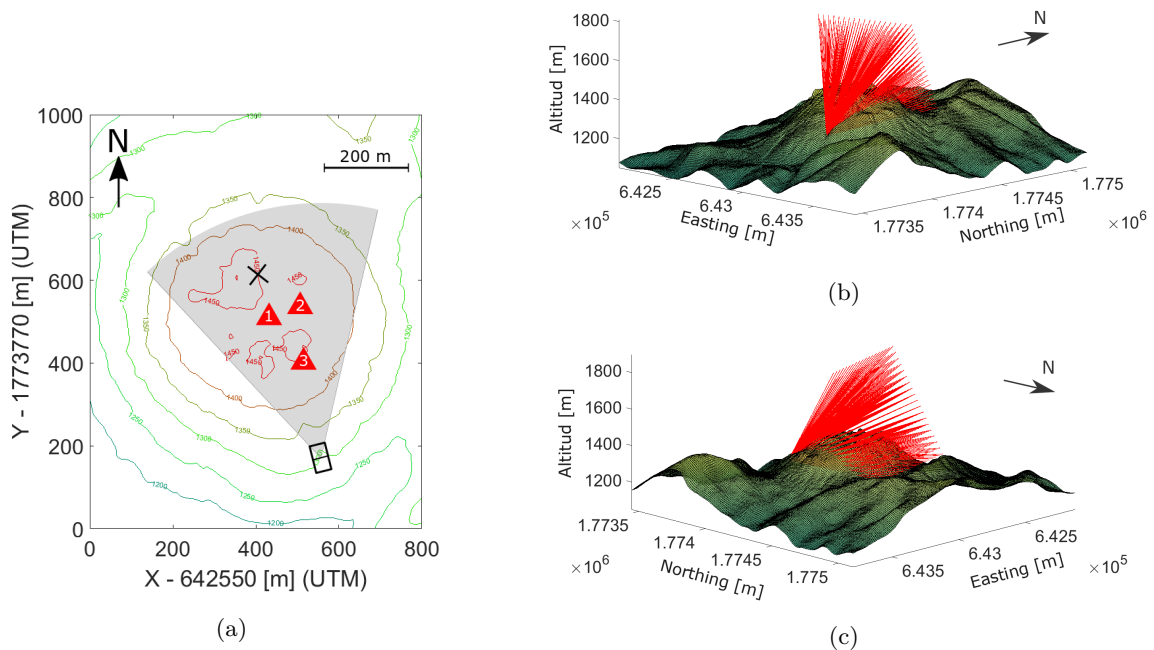


Figura 4.1: Izquierda: Mapa topográfico de la Soufrière. La región gris esquematiza la región escaneada por el telescopio de muones representado por el rectángulo demarcado en color negro. Los triángulos rojos hacen referencia a distintas zonas activas visibles en la cima del volcán (1: Tarissan, 2: Napoléon Nord, 3: Cratère Sud). La cruz negra representa la posición desde la cual fue tomada la fotografía presentada en la Figura 2.3b. Derecha: Trayectorias correspondientes a las direcciones de observación del telescopio de muones.

4.1.2. Determinación de los espesores de roca

Como nuestro interés es estimar la densidad promedio de la materia atravesada por los muones a lo largo de cada dirección de observación, debemos determinar en primer término qué espesor de roca éstos atraviesan en cada una de ellas.

Para ello, se desarrolló un código que permite calcular las intersecciones de cada dirección de observación con la topografía¹ y estimar el espesor de roca en cada una de ellas a partir de la suma de los segmentos de la trayectoria que se encuentran por debajo de la misma. En el código se implementó el método de la bisección para hallar los ceros de la función diferencia entre la topografía y la altura de la trayectoria de cada dirección de observación, en función de su posición horizontal. En la Figura 4.2 podemos ver que los espesores de roca se encuentran en un rango que va desde unos pocos metros hasta alrededor de 700 metros.

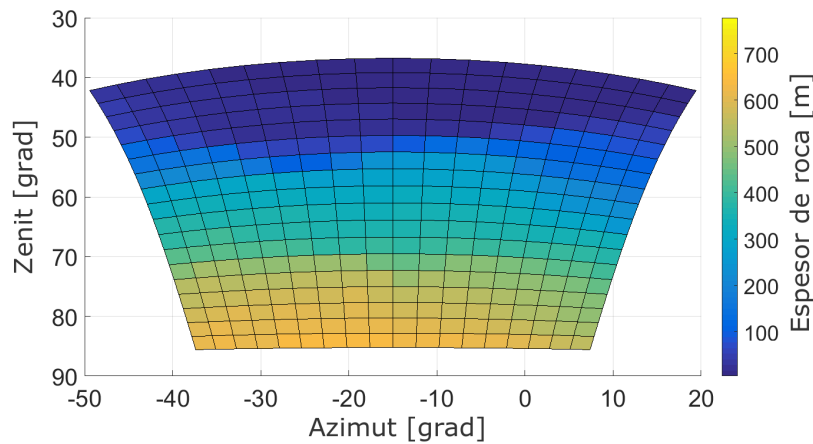


Figura 4.2: Espesor de roca en cada dirección de observación.

4.1.3. Determinación del flujo de muones observado en función de la opacidad

Para calcular el flujo integrado mediante la Ecuación (3.17), necesitamos conocer cuál es la energía mínima, $E_{min}(\varrho)$, que deberá tener un muon para lograr atravesar cada una de las opacidades. Para describir el flujo diferencial a cielo abierto a la altura del telescopio de muones nos valimos del modelo de Gaisser modificado, Ec.(3.10), y de la corrección de altura, Ec.(3.16).

Consideraremos por el momento que el volcán posee una densidad de masa constante igual a la de la roca estándar, $\rho_{sr} = 2.65 \text{ g cm}^{-3}$. Podemos observar en la Figura 4.3 que, producto de esta hipótesis, las opacidades presentan el mismo aspecto que los espesores de roca, debido a que en este caso particular bastará multiplicar a los espesores por la densidad ρ_{sr} para obtener la opacidad.

¹Contamos con un Modelo Digital de Elevaciones del volcán (DEM, por sus siglas en inglés) de 8 metros de resolución, elaborado por el Servicio Hidrográfico y Oceanográfico de la Marina (SHOM, por sus siglas en francés).

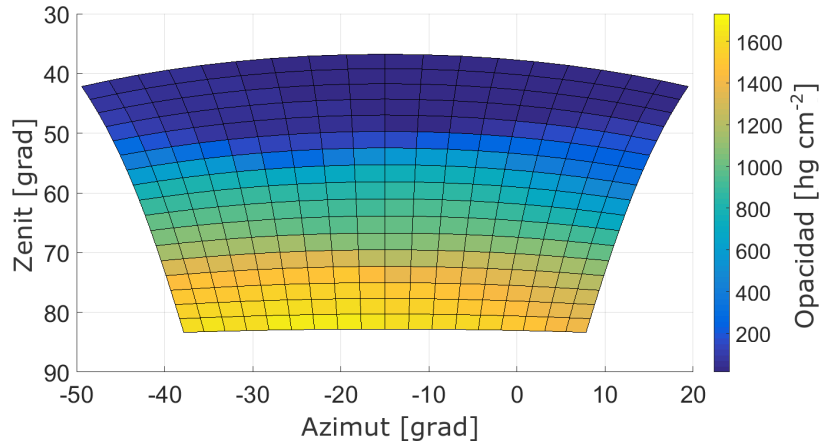


Figura 4.3: Opacidades en cada línea de visión.

Una vez conocidas las opacidades estamos en condiciones de calcular las energías mínimas a partir de la Ecuación (3.4) y, finalmente, obtener el flujo a través de la roca, $I(\varrho, \theta)$. El flujo a cielo abierto se obtiene análogamente, considerando opacidad nula. Podemos observar en la Figura 4.4 que el flujo de muones a través del volcán se ve significativamente atenuado, llegando a disminuir hasta tres órdenes de magnitud.

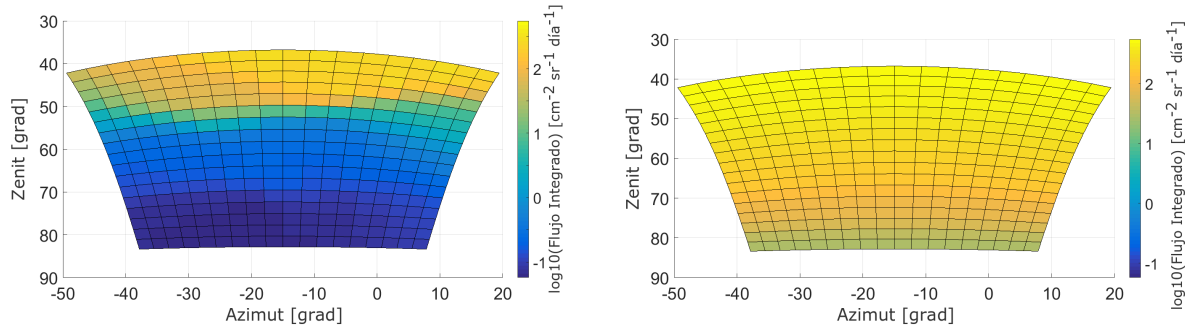


Figura 4.4: Izquierda: Flujo luego de atravesar la roca. Derecha: Flujo a cielo abierto. Atención: la escala es logarítmica

4.1.4. Mallado 3D del volcán

Para generar los modelos de densidad de masa empleados en la formulación del problema directo se desarrolló un código que realiza un mallado 3D construido en base a prismas de 8 metros de lado, apilados desde un plano ubicado por debajo del volcán. Aquellos que se intersectan con la topografía tienen su cara superior ajustada a la misma a través de sus vértices.

En la Figura 4.5 se puede apreciar la distribución homogénea y regular de los baricentros de los prismas. El mallado 3D resultante se puede ver en la Figura 4.6.

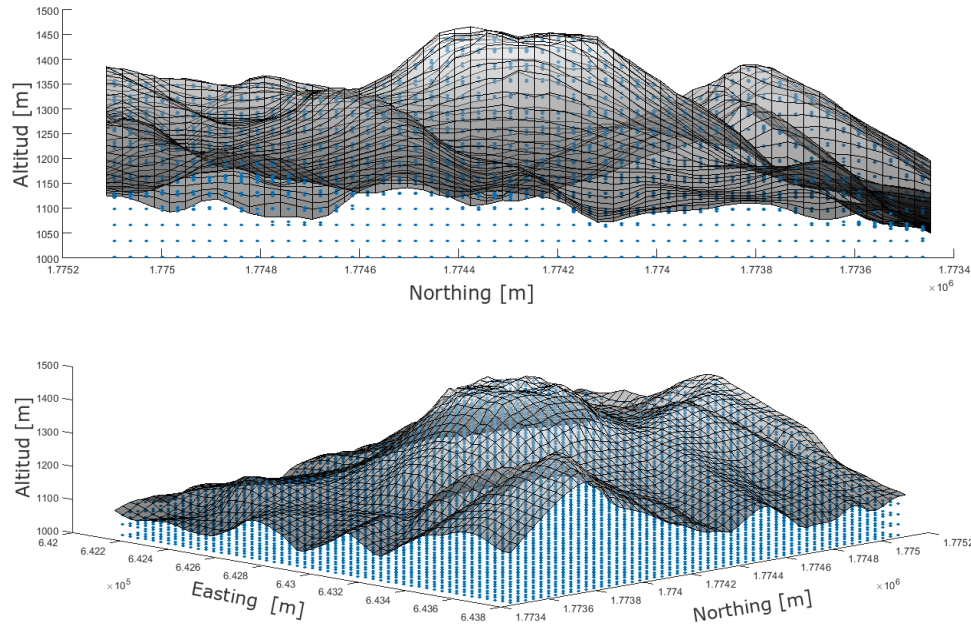


Figura 4.5: En puntos azules se encuentran representados los baricentros de los prismas que constituyen el mallado 3D del volcán, para mayor claridad en esta figura se utilizaron prismas de 32 metros de lado.

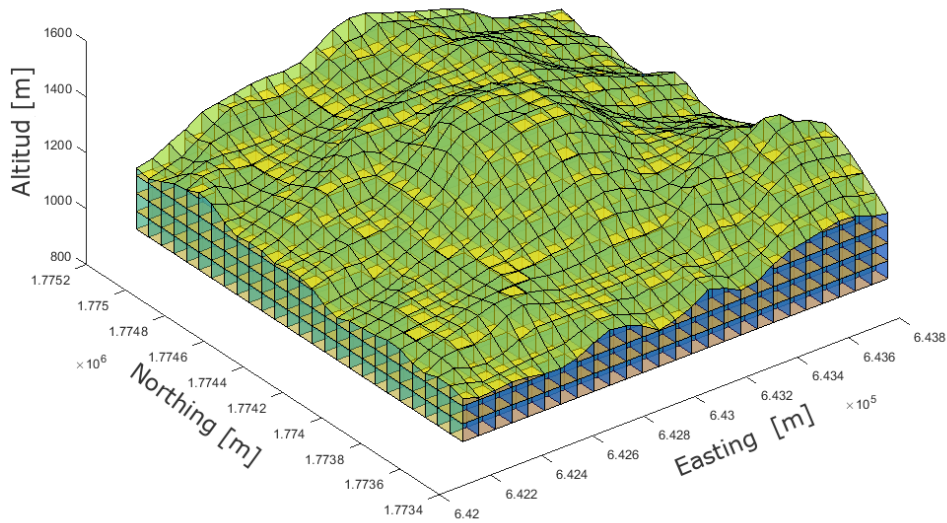


Figura 4.6: Mallado 3D del volcán, para mayor claridad en esta figura se utilizaron prismas de 64 metros de lado.

4.1.5. Intersección entre el mallado y los ejes de observación

Para estimar la contribución de cada prisma a la opacidad en cada dirección de observación se adaptó un código que, a partir de nuestro mallado 3D homogéneo y regular, selecciona los prismas cuyos baricentros se encuentren a no más de 4 píxeles de distancia de cada dirección de observación para dividirlos en 32^3 prismas más pequeños. De estos prismas más pequeños se consideran para el cómputo de la opacidad sólo aquellos que se encuentren a no más de 1 píxel de distancia de cada dirección de observación, resultando de esta forma una estimación muy precisa de la misma.

4.2. Aplicación a casos concretos y análisis de sensibilidad

Una vez construido el mallado 3D del volcán, podemos generar para el mismo distintos modelos de densidad, asignándola por prisma. Utilizamos, como guía, algunas cantidades físicas observadas en distintos trabajos realizados en la Soufrière hasta el presente (Jourde et al., 2016b; Rosas-Carbajal et al., 2017).

4.2.1. Variaciones relativas de flujo y tiempos de adquisición

Nos proponemos estudiar la variación relativa observada en el flujo integrado ΔI y en la opacidad $\Delta \varrho$ respecto a distintos modelos de referencias. Para ello utilizamos las expresiones:

$$\Delta I = \frac{(I - I_{ref})}{I_{ref}} , \quad \Delta \varrho = \frac{(\varrho - \varrho_{ref})}{\varrho_{ref}} , \quad (4.1)$$

donde I y ϱ corresponde al modelo propuesto e I_{ref} y ϱ_{ref} al modelo de referencia.

Hasta aquí hemos calculado la opacidad y el flujo de muones para un modelo homogéneo del volcán con densidad constante igual a la densidad de la roca estándar (Sección 4.1.3). Ahora bien, la alteración y disolución de la roca producida por los fluidos hidrotermales y la presencia de grandes fracturas y cavidades en el edificio volcánico pueden reducir fuertemente la densidad aparente del domo de lava (Ball et al., 2015). De hecho, La Soufrière presenta densidades significativamente menores a la de la roca estándar; a partir de relevamientos gravimétricos regionales, Gailler et al. (2013) estimaron la densidad promedio de La Soufrière en 1.8 g cm^{-3} . Mediante inversión conjunta de datos gravimétricos y de radiografía de muones, Rosas-Carbajal et al. (2017) encontraron una densidad media del domo de lava de La Soufrière de 2.09 g cm^{-3} .

Considerando por el momento el modelo homogéneo de roca estándar como modelo de referencia calculamos la variación observada en el flujo integrado y en la opacidad al considerar un modelo homogéneo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} . Podemos observar en la Figura 4.7 que la opacidad resulta un 20 % menor respecto del modelo de roca estándar y el flujo integrado desde un 20 % hasta un 100 % mayor; en las direcciones de observación con más espesor de roca involucrado este incremento es más significativo.

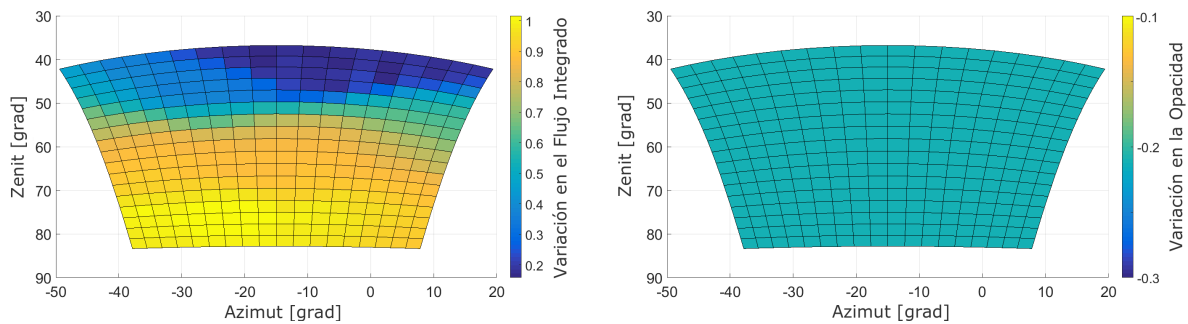


Figura 4.7: Variaciones relativas en el flujo integrado (izquierda) y en la opacidad (derecha) al considerar un modelo homogéneo con la densidad media de La Soufrière respecto al modelo homogéneo de roca estándar.

Tomaremos de aquí en adelante como modelo de referencia al domo de lava homogéneo de densidad constante igual a la densidad media de la Soufrière estimada por Rosas-Carbajal et al. (2017), considerando que es más representativo para este volcán que el correspondiente a la roca estándar.

En la Sección 3.6 presentamos la condición de factibilidad (Ecuación (3.20)), la cual nos permite fijar el nivel de confianza en la discriminación entre dos opacidades ligeramente diferentes. En la Figura 4.8 podemos observar la fuerte dependencia de los tiempos mínimos de adquisición con los ángulos cenitales. Esto es debido tanto a la capacidad del telescopio de muones de detectar partículas en diferentes direcciones aparentes (Función de Aceptación, Figura 3.13) como a la variación del flujo para una dada variación en la opacidad. Es decir, no necesariamente los tiempos mínimos de adquisición serán menores para la dirección aparente que posee el mayor valor de la Función de Aceptación; de hecho es lo que ocurre para la distribución de densidad considerada.

Notar que los tiempos mínimos de adquisición resultan ser menores para discriminar disminuciones en la densidad. Esto es consecuencia de que el flujo se verá aumentado al disminuir la opacidad, a diferencia de lo que ocurre cuando la opacidad aumenta.

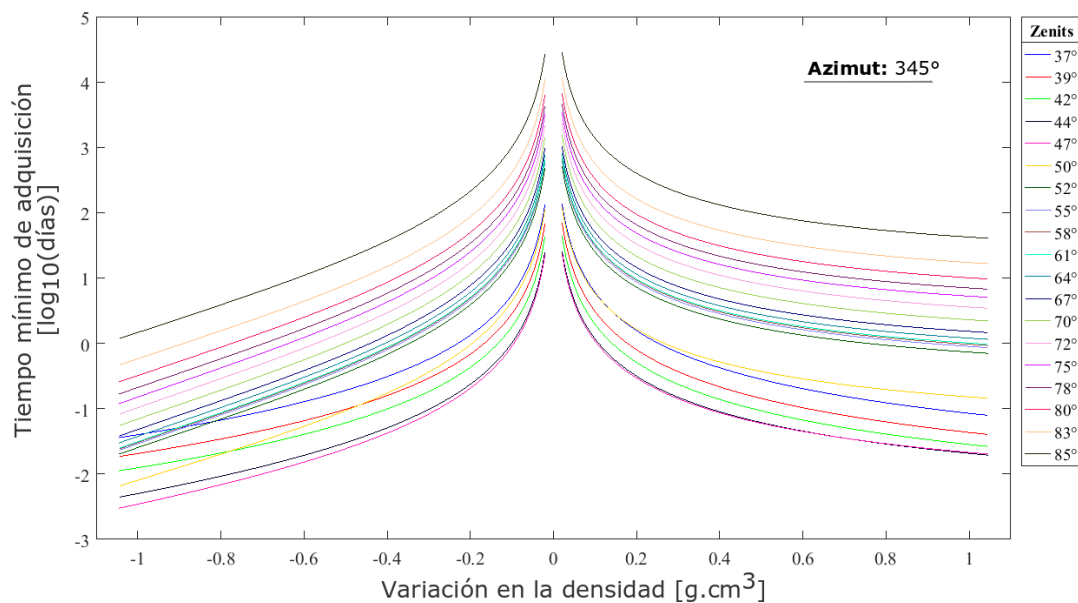


Figura 4.8: Tiempos mínimos de adquisición en diferentes direcciones para distintas variaciones en la densidad.

4.2.2. Modelos de densidad no homogéneos

Consideramos ahora la variación en la densidad causada por el movimiento de fluidos asociado al reemplazo de agua líquida por gas (aire o vapor), o viceversa, en un reservorio superficial dentro del edificio volcánico. En este caso, la variación en la densidad $\Delta\rho$ está dada por:

$$\Delta\rho = \pm\alpha \times 1000 \text{ [kg m}^{-3}\text{]} , \quad (4.2)$$

donde α es la fracción de volumen ocupada por los fluidos en la roca. La variación en la densidad

será negativa si consideramos el reemplazo de agua por vapor, y positiva en el caso contrario. Este cambio en la densidad estará asociado a una pérdida de masa, $\Delta M < 0$, o a una ganancia de masa, $\Delta M > 0$, a través de:

$$\Delta M = \Delta \rho \times V \text{ [kg]} , \quad (4.3)$$

donde V es el volumen de la región en la cual se produce el cambio de densidad $\Delta \rho$.

La generación de vapor de alta presión en reservorios superficiales que anteriormente se encontraban parcialmente saturados con agua líquida puede considerarse un proceso asociado a pérdidas de masa; evidencia de este proceso es la aparición de nuevas fumarolas en la cumbre del volcán, como es el caso de la fumarola Napoléon-Nord. Este vapor de alta presión produce el desplazamiento del agua líquida hacia otras regiones, en las cuales puede esperarse encontrar asociada una ganancia de masa. En la Soufrière se ha podido observar una sincronización entre variaciones positivas y negativas de masa, detectadas a partir de las mediciones de un telescopio de muones en distintas regiones, y la generación de nuevas fumarolas, indicando un posible flujo de agua líquida entre distintos reservorios (Jourde et al., 2016b).

Para los modelos sintéticos que presentamos a continuación consideramos una región cilíndrica que se encuentra a 250 metros del telescopio. Partiendo del mallado 3D del volcán, definimos la región seleccionando los prismas cuyos baricentros se encuentran dentro de un cilindro de 50 metros de radio y 130 metros de alto, cuyo techo se encuentra 30 metros debajo de la topografía (Figura 4.9). Por fuera de esta región la densidad es igual a 2.09 g cm^{-3} .

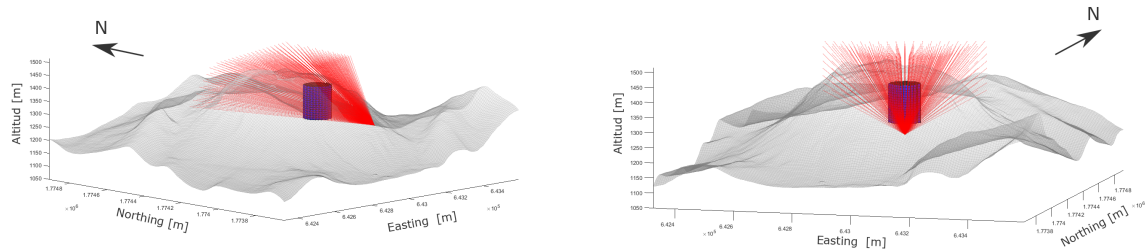


Figura 4.9: En azul: región cilíndrica conteniendo los prismas a los que se les asignó una densidad distinta a la del resto del volcán (2.09 g cm^{-3}) para generar distintos modelos del volcán para el problema directo. En rojo: direcciones de observación del telescopio de muones. En gris se representa la topografía.

Consideramos ahora que en la región cilíndrica definida anteriormente se produce una pérdida de masa debido a la generación de vapor de alta presión. Suponemos que la fracción del volumen ocupada por los fluidos en la roca de esta región es de 0.3. Con estas consideraciones la variación en la densidad es de $\Delta \rho = -0.3 \text{ g cm}^{-3}$ en un volumen de $V = 1.02 \times 10^6 \text{ m}^3$, resultando una variación de masa de $\Delta M = -0.31 \times 10^9 \text{ Kg}$. En la Figura 4.10 podemos observar que, en las direcciones de observación en que la opacidad varió un 3.5 %, el flujo integrado de muones tuvo una variación de 10 %. Notar que no todas las direcciones de observación atraviesan la región de interés.

En la dirección de observación en la que el tiempo de adquisición resulta mínimo ($\Delta T \approx 61$ días), el flujo de referencia es $I \approx 0.3 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ día}^{-1}$, la variación en el mismo es de $\Delta I \approx 0.03 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ día}^{-1}$ y la Función de Aceptación del telescopio es $\mathcal{T} = 4.93 \text{ cm sr}$. Con un tiempo de adquisición $\Delta T > 79$ días estaríamos en condiciones de apreciar la región donde la variación en el flujo integrado y en la opacidad es más fuerte, dentro de un intervalo de confianza de 1σ .

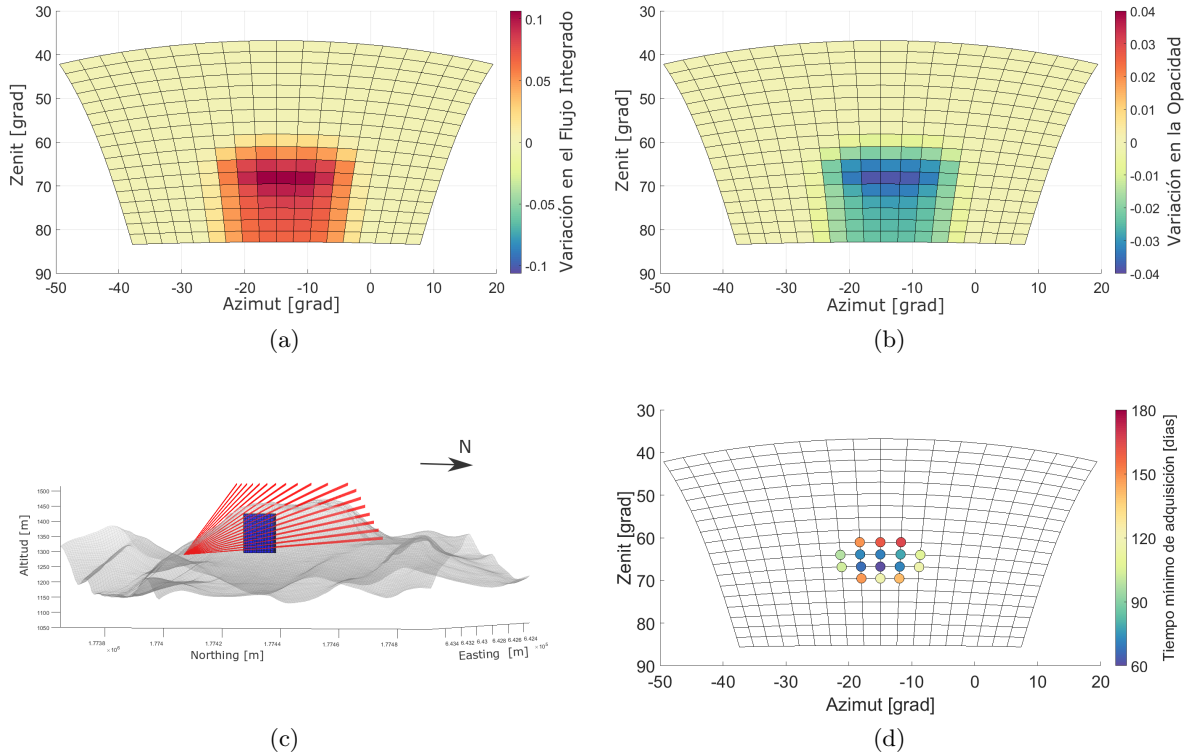


Figura 4.10: Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar el reemplazo de agua líquida por vapor de alta presión en una roca con 30 % de su volumen ocupado por fluidos ($\Delta\rho = -0.3 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.

Si en vez de pérdida de masa tiene lugar una variación positiva, producto del reemplazo de gas (aire o vapor) por agua líquida, la variación en la densidad y en la masa tiene signo opuesto respecto al caso anterior, al igual que la variación en el flujo integrado y en la opacidad (Figura 4.11). La diferencia importante reside en el hecho que al aumentar la opacidad se ve disminuido el flujo integrado y, en consecuencia, los tiempos mínimos de adquisición son mayores dado que $|\Delta I|$ es menor. En efecto, el tiempo mínimo de adquisición más pequeño resulta $\Delta T \approx 78$ días (17 días más respecto al caso anterior) en la misma dirección, y se necesitaría un tiempo de adquisición $\Delta T > 97$ días para apreciar la misma región (18 días más respecto al caso anterior).

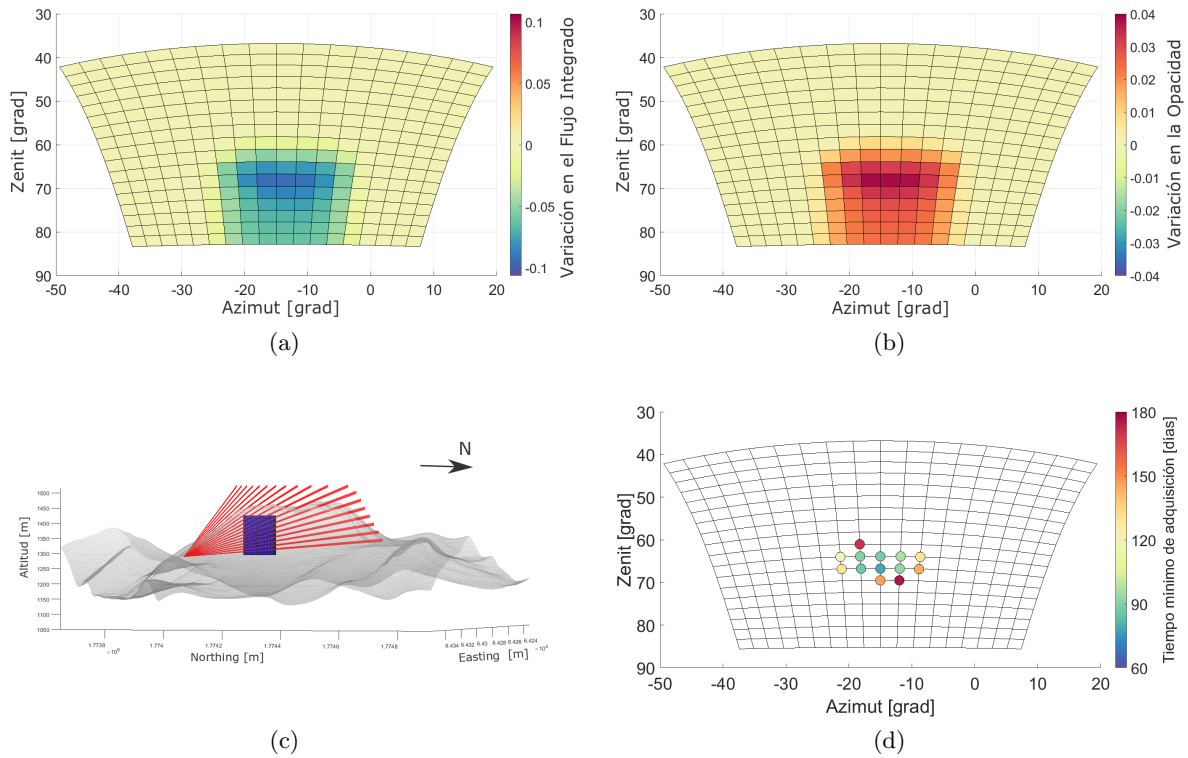


Figura 4.11: Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar el reemplazo de gas (aire o vapor) en una roca con 30 % de su volumen ocupado por fluidos ($\Delta\rho = 0.3 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.

Consideramos un último modelo en el que la región se encuentra compuesta de una roca significativamente más densa que la del resto del volcán, como es el caso de la andesita ($\rho = 2.7 \text{ g cm}^{-3}$). La variación en la densidad es $\Delta\rho = 0.61 \text{ g cm}^{-3}$ resultando una variación de masa de $\Delta M = 0.6 \times 10^9 \text{ Kg}$. En la Figura 4.12 podemos observar que, en las direcciones en que la opacidad varió un 8 %, el flujo integrado de muones tuvo una variación de 18 %.

Los tiempos mínimos de adquisición son ahora significativamente menores que en los modelos anteriores. La dirección en la que éste resulta más pequeño ($\Delta T \approx 21$ días) es la misma que para los modelos anteriores que involucran la región cilíndrica, por lo que la Función de Aceptación del telescopio toma el mismo valor ($\mathcal{T} = 4.93 \text{ cm sr}$), la variación en el flujo integrado resulta $\Delta I \approx -0.05 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ día}^{-1}$. Con un tiempo de adquisición $\Delta T > 26$ días estaríamos en condiciones de apreciar la misma región de los dos casos anteriores, y con $\Delta T > 90$ días cubriríamos una región más significativa de la misma.

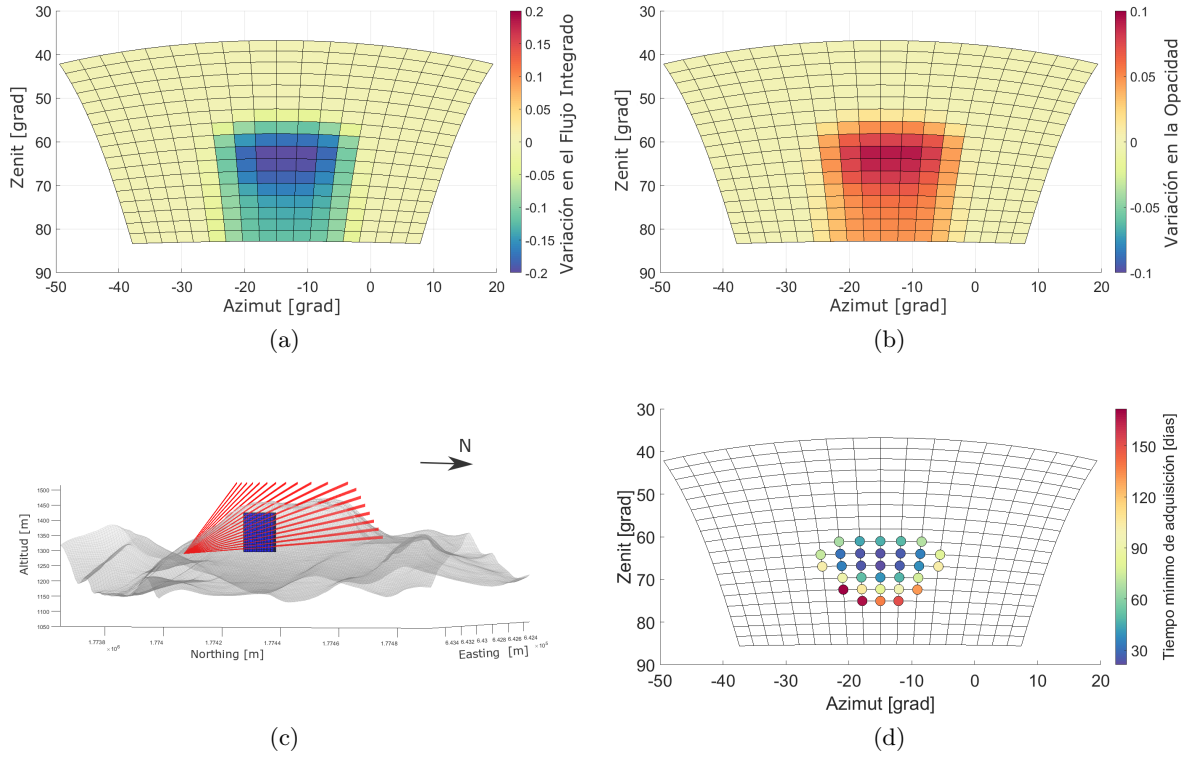


Figura 4.12: Variación respecto al modelo de densidad constante igual a 2.09 g cm^{-3} en el flujo integrado (a) y en la opacidad (b), al considerar una región compuesta de andesita ($\Delta\rho = 0.61 \text{ g cm}^{-3}$). (c) Representación de las direcciones de observación del telescopio (rojo) y los prismas que componen la región de interés (azul), junto con la topografía del volcán. (d) Tiempos mínimos de adquisición, sólo se representan aquellos no mayores a seis meses.

4.3. Análisis temporal del flujo de muones

La radiografía por muones es también un método que permite realizar un seguimiento temporal del sistema hidrotermal del volcán, a través de lo que se conoce como radiografía continua de muones. Estudiando las variaciones temporales en el flujo de muones que recibe el telescopio, es posible monitorear los cambios en la densidad que experimenta el volcán, los cuales estarán asociados a desplazamientos de materia dentro del mismo, en particular del sistema hidrotermal.

4.3.1. Sobre la resolución temporal y espacial

El flujo de muones sigue una distribución de Poisson y, por lo tanto, las variaciones temporales que pueden ser extraídas del mismo se encuentran intrínsecamente limitadas por ruido estadístico. Jourde et al. (2016a) demostraron que el tiempo de adquisición ΔT necesario para resolver una variación relativa ε del flujo medio detectado ϕ_0 debe satisfacer:

$$\Delta T \geq \Delta T_{min} = \frac{\tilde{\alpha}^2 \times (100^2 - \varepsilon^2/4)}{\varepsilon^2 \times \phi_0}, \quad (4.4)$$

donde $\alpha = \text{erf}(\tilde{\alpha})$ es el nivel de confianza elegido. En nuestro caso utilizamos $\alpha = 0.05$, correspondiente a un intervalo de confianza de 95 % (2σ).

Con el fin de obtener resultados con mejor valor estadístico, el número de muones detectados N puede ser incrementado agrupando direcciones de observación adyacentes pertenecientes a un dado subconjunto ϵ :

$$N_\epsilon = \Delta T \times \sum_{i \in \epsilon} \mathcal{T}_i \times \delta\phi_i = \sum_{i \in \epsilon} N_i, \quad (4.5)$$

donde \mathcal{T} [$\text{cm}^2 \text{ sr}$] es la función de aceptación del telescopio y $\delta\phi_i$ [$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$] es el flujo diferencial de muones en la dirección de observación i -ésima. De esta forma se incrementa la función de aceptación efectiva del telescopio y, por lo tanto, la resolución temporal. El costo que esto tiene es una disminución de la resolución angular, inducida por la unión de los ángulos sólidos de las direcciones de observación involucradas.

4.3.2. Determinación de períodos de inactividad del telescopio

Para no subestimar el flujo de muones es necesario determinar en qué momentos el telescopio estuvo fuera de funcionamiento, ya que eventualmente pueden producirse pequeños períodos de inactividad (denominados gaps, por su nombre en inglés). Habitualmente para detectarlos se calcula la diferencia de tiempo entre detecciones consecutivas de muones y se establece un valor de tolerancia a partir del cual se considera que se produjo un gap. Esto funciona muy bien en telescopios en los cuales varias direcciones de observación apuntan al cielo abierto, donde el flujo de muones es considerablemente más elevado que aquel a través de la roca. Pero el telescopio utilizado en este trabajo no posee ninguna dirección de observación al cielo abierto, por lo que la eficiencia del método descrito es menor.

Los datos que se utilizan en el análisis temporal, y en radiografía por muones en general, son el resultado de un procesamiento y filtrado de los datos crudos del telescopio, los cuales consisten en todos los eventos² detectados por el mismo. Este proceso incluye: coincidencia de los eventos en las tres matrices, alineación de los píxeles disparados, tiempo de vuelo de la partícula entre dos matrices, entre otros. Para tener una mayor precisión en la determinación de los gaps propusimos basarnos en los mencionados datos crudos por ser éstos considerablemente más numerosos que los datos procesados.

En la Figura 4.13 se encuentran representados los histogramas de los tiempos entre dos eventos consecutivos, tanto para los datos procesados como para los datos crudos. Debido a que estos últimos son cinco veces más numerosos que los primeros, los histogramas se encuentran normalizados para una mejor comparación. Podemos definir el valor de tolerancia para la detección de gaps como el valor para el cual se produce una transición abrupta en el histograma. A partir de la utilización de los datos crudos vemos que es razonable elegir 100 segundos como valor de tolerancia. Notar que de haber utilizado los datos procesados para definir la tolerancia el valor hubiese sido entre 3 y 5 veces mayor.

²Se denomina evento a la detección del pasaje de una partícula por el centelleador.

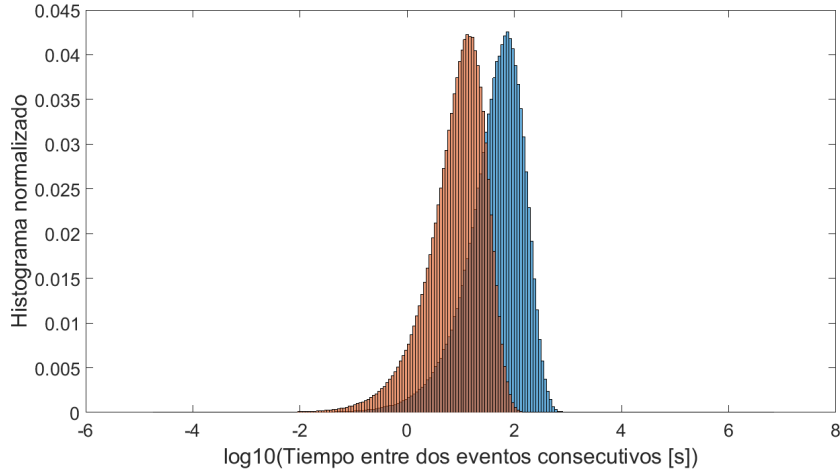


Figura 4.13: Histograma normalizado de los tiempos entre dos eventos consecutivos utilizando los datos procesados (azul) y los datos crudos (rojo). Se utiliza escala logarítmica en el eje horizontal.

4.3.3. Cálculo del flujo de muones a partir de datos reales

Contamos con los datos correspondientes a tres períodos de adquisición; en su conjunto van desde el 4 de enero de 2016 hasta el 5 de julio de 2017. Éstos consisten en una secuencia $S = \{e_k, k = 1, \dots, K\}$ de eventos e_k atribuidos al paso de muones desde el frente del telescopio, cada uno de los cuales tiene asignado un tiempo t_k y una dirección de observación determinada $\bar{r}_{m(k)}$. A partir de esta secuencia S se calculó el flujo de muones utilizando una ventana de Hamming de 30 días para suavizar la curva.

Por cuestiones instrumentales, el telescopio de muones puede registrar un flujo medio diferente luego de permanecer fuera de servicio durante períodos considerables. Por este motivo, en el análisis temporal trabajamos con variaciones relativas en el flujo respecto al primer día dentro de cada período ininterrumpido. Consideraremos que un período ha sido interrumpido si se produce un gap mayor a 1 día.

Para tener una estimación preliminar del flujo registrado por el telescopio, primero calculamos el flujo de muones resultante al agrupar todas las direcciones de observación. En la Figura 4.14 podemos observar que existen seis períodos mayores a 1 día donde el telescopio estuvo inactivo. Dos de ellos, el primero y el tercero, corresponden a los diferentes períodos de adquisición en los que se tomó el dato. Como consecuencia tendremos siete curvas de variación relativa en el flujo de muones, siendo las últimas tres demasiado cortas como para lograr extraer información del sistema que nos proponemos estudiar.

Un rasgo destacado de la variación relativa en el flujo de muones al agrupar todas las direcciones de observación, es el brusco incremento que se produce a principios de septiembre de 2016. Debido a que no es producto de un gap significativo, ni lo es tampoco de una variación en la orientación del telescopio durante la adquisición, consideramos que es producto de un cambio en la opacidad del volcán. Además, veremos a continuación que no es un incremento que se da sistemáticamente en todas las direcciones de observación.

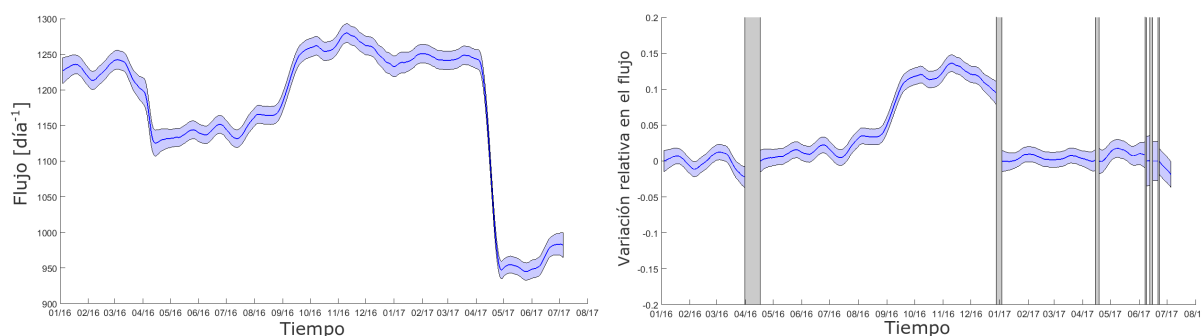


Figura 4.14: Izquierda: Flujo total de muones observado. Derecha: Flujo total de muones observado relativo al primer día de cada período. En ambas figuras la superficie sombreada corresponde al intervalo de confianza de 95 % (2σ , dos desvíos estándar). Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento.

Para los análisis que realizamos a continuación no fueron tenidas en cuenta las direcciones de observación que presentan menos de 20 metros de espesor de roca por considerarse éste un valor demasiado pequeño para estudiar con el telescopio utilizado. Tampoco se tuvieron en cuenta aquellas direcciones que más se apartan de la dirección axial del telescopio debido a que aportan significativamente menos información sobre el flujo de muones.

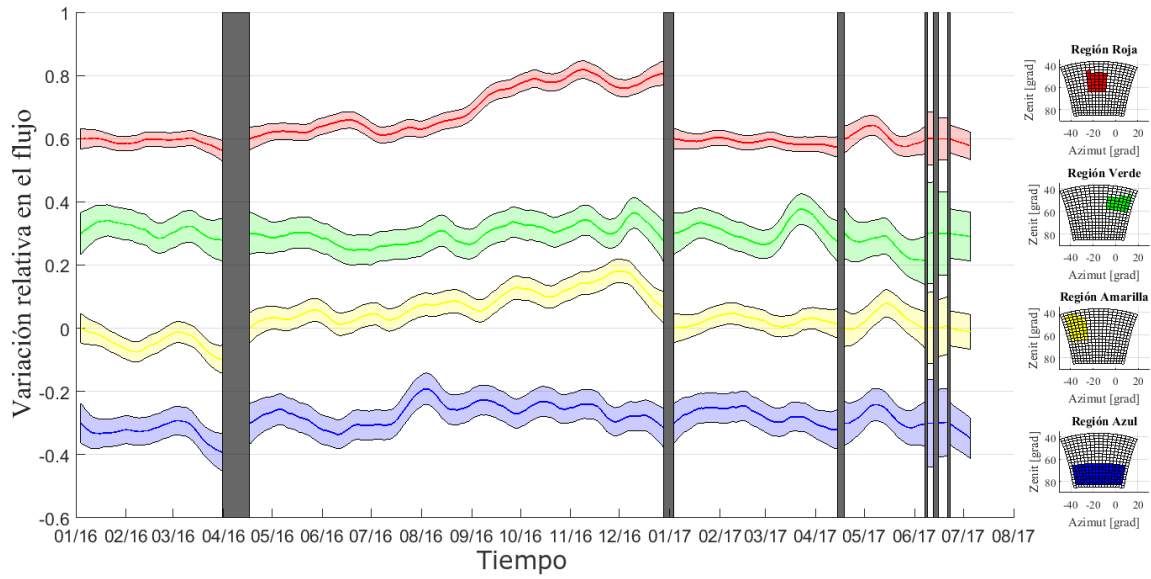
4.3.4. Análisis de distintas regiones del volcán

Se desarrolló un código que permite seleccionar las direcciones de observación deseadas para el análisis temporal e identificar los prismas del mallado 3D involucrados en dichas direcciones, lo cual resulta muy útil para estimar los volúmenes de roca de las regiones analizadas. De esta forma podemos analizar el comportamiento de la variación relativa en el flujo en distintas regiones del volcán.

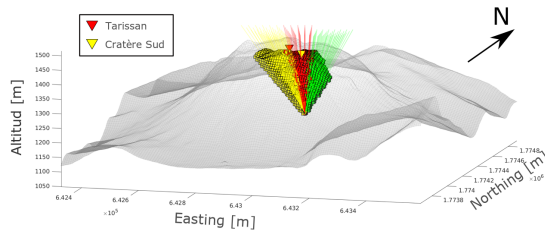
A continuación agrupamos las direcciones de observación en cuatro conjuntos distintos de forma tal de garantizar una resolución temporal de al menos $\varepsilon \approx 10\%$ en cada una de ellas. Llamamos roja, verde, amarilla y azul a las regiones superior central, superior este, superior oeste e inferior, respectivamente. En la Figura 4.15 se encuentran representadas las variaciones relativas en el flujo asociada a cada grupo de direcciones aparentes.

Podemos apreciar que el incremento brusco que se produjo a principios de septiembre de 2016 tuvo lugar en las direcciones de observación superiores, en particular las pertenecientes a las regiones roja y amarilla, y en menor medida en la verde. Sin embargo, en la región azul este incremento no se produjo y, por otro lado, sí tuvo lugar un incremento importante (de más del 10 %) a mediados de julio de 2016 que no se observa en las demás regiones.

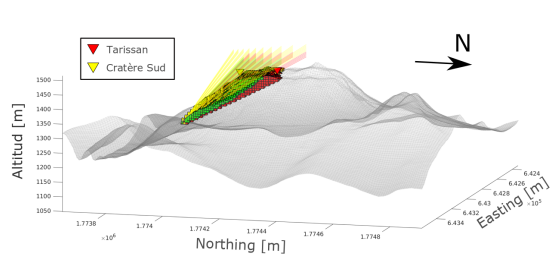
A lo largo de los tres primeros meses de 2016 los flujos en las regiones azul y amarilla experimentaron un descenso del 10 %, a diferencia de las otras dos regiones en las cuales el flujo se mantuvo prácticamente constante. Durante los primeros tres meses de 2017 el flujo se mantuvo relativamente constante en todas las regiones salvo en la verde que experimentó un incremento de más del 10 % a lo largo del mes de marzo.



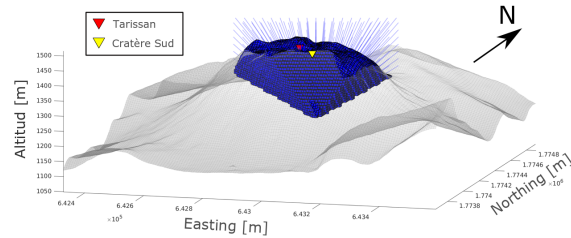
(a)



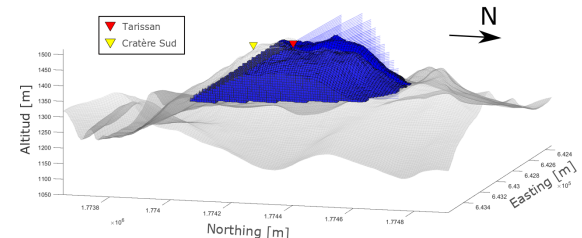
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 4.15: (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en cuatro grupos distintos de direcciones aparentes. Cada curva se encuentra desplazada en el eje vertical para una mejor visualización. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b), (c), (d) y (e) Elementos del mallado involucrados en la región analizada, se representan en figuras separadas para una mayor claridad.

El cuarto período ininterrumpido, además de no ser muy extenso, corresponde al período en el cual el flujo medio de muones fue menor (ver Figura 4.14), por lo que la resolución temporal se ve disminuida respecto a la del resto de los períodos y las variaciones que se observan se encuentran por debajo de la misma.

4.3.5. Fumarola Cratère Sud

Hasta aquí hemos seleccionado regiones a partir de las direcciones de observación, aquí lo haremos a partir de rasgos geológicos del volcán. Para ello se desarrolló un código que permite determinar cuáles son las direcciones aparentes involucradas en una región dada del volcán.

Analizamos a continuación la variación relativa en el flujo por debajo de la fumarola Cratère Sud. Para ello seleccionamos los prismas cuyos baricentros se encuentren en una región cilíndrica centrada en el plano horizontal en Cratère Sud, de 40 metros radio y 40 metros de profundidad. Encontramos que en la región cilíndrica seleccionada, de volumen $V_{\text{región}} \approx 0.17 \times 10^6 \text{ m}^3$ se encuentran involucradas 58 direcciones de observación cuyos ángulos sólidos abarcan un volumen de roca de $V \approx 1.87 \times 10^6 \text{ m}^3$. Notar que V es aproximadamente 10 veces $V_{\text{región}}$.

En la Figura 4.16 se encuentra representada la variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período. El flujo medio, durante el período más largo, a través de la región seleccionada fue de 283 muones por día. A través de la Ecuación (4.4) encontramos que podemos resolver variaciones del 5 % con la ventana de Hamming de 30 días.

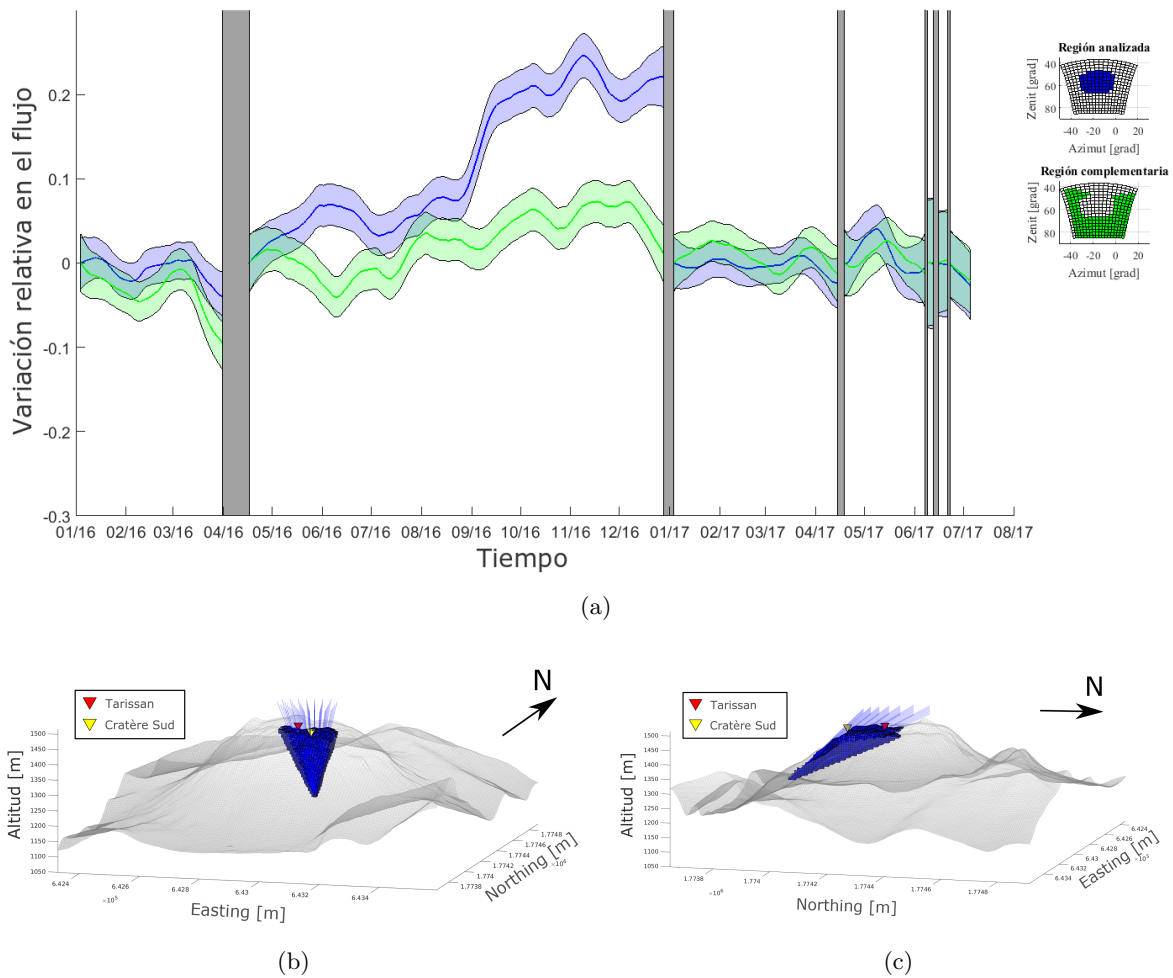


Figura 4.16: (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en Cratère Sud (azul) y en la zona complementaria (verde). Las superficies sombreadas corresponden a los intervalos de confianza de 95 %. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b) y (c) Elementos del mallado involucrados en la región analizada.

Dentro de las variaciones que podemos resolver en esta región podemos destacar varios comportamientos. En primer lugar podemos observar que el incremento brusco en el flujo observado a comienzos de septiembre de 2016 se encontró limitado a esta región, de hecho en la región complementaria no se produjo incremento brusco alguno. De mayo a julio de 2016 la región analizada presentó un comportamiento opuesto al de la región complementaria, lo cual podría ser un indicador de intercambio de fluidos entre las dos regiones. A comienzos de Noviembre de 2016 se alcanzó un máximo relativo en el flujo de la región. De enero a abril, tanto de 2016 como de 2017, el flujo se mantuvo prácticamente constante dentro de la resolución temporal. En el resto del registro los períodos son demasiado pequeños como para apreciar alguna característica significativa.

4.3.6. Lago ácido Tarissan

Análogamente a como hicimos para Cratère Sud, analizamos ahora la variación relativa en el flujo en el lago ácido Tarissan seleccionando los prismas cuyos baricentros se encuentren en una región cilíndrica de 60 metros radio y 60 metros de profundidad. Encontramos que en la región cilíndrica seleccionada de volumen $V_{\text{región}} \approx 0.77 \times 10^6 \text{ m}^3$ se encuentran involucradas 80 direcciones de observación cuyos ángulos sólidos abarcan un volumen de roca de $V \approx 8.62 \times 10^6 \text{ m}^3$; 24 de estas direcciones de observación se encuentran también involucradas en la región asociada a Cratère Sud. Notar que en este caso también V es un orden de magnitud mayor que $V_{\text{región}}$.

En la Figura 4.17 se encuentra representada la variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período. El flujo medio, durante el período más largo, a través de la región seleccionada fue de 91 muones por día. A través de la Ecuación (4.4) encontramos que podemos resolver variaciones del 10 % con la ventana de Hamming de 30 días. Esta pérdida en la resolución temporal respecto a Cratère Sud es consecuencia de contar con un flujo menor de muones.

La resolución temporal alcanzó para observar un incremento significativo en el flujo de muones en julio de 2016, el cual fue exclusivo de esta región ya que no se observó en la región complementaria. Este incremento en el flujo se produjo aproximadamente 45 días antes que el correspondiente a la fumarola Cratère Sud. Este comportamiento podría ser el resultado del arribo de un pulso de fluido magmático a mayor temperatura que convierte el líquido en vapor, además de presurizar el volcán. Este pulso de fluido magmático llegaría más tarde a la superficie en la fumarola Cratère Sud.

El comportamiento que se observó en noviembre de 2016, si bien está por debajo de la resolución temporal y podría considerarse constante, presentó el mismo aspecto que el correspondiente a la fumarola Cratère Sud; esto probablemente sea debido a que ambas regiones se superponen en cierto grado. Desde enero a abril de 2016 el flujo tendió a disminuir, así también como desde mediados de abril hasta junio de 2017. Por otro lado, desde Enero hasta mediados de abril de 2017 el flujo se mantuvo constante.

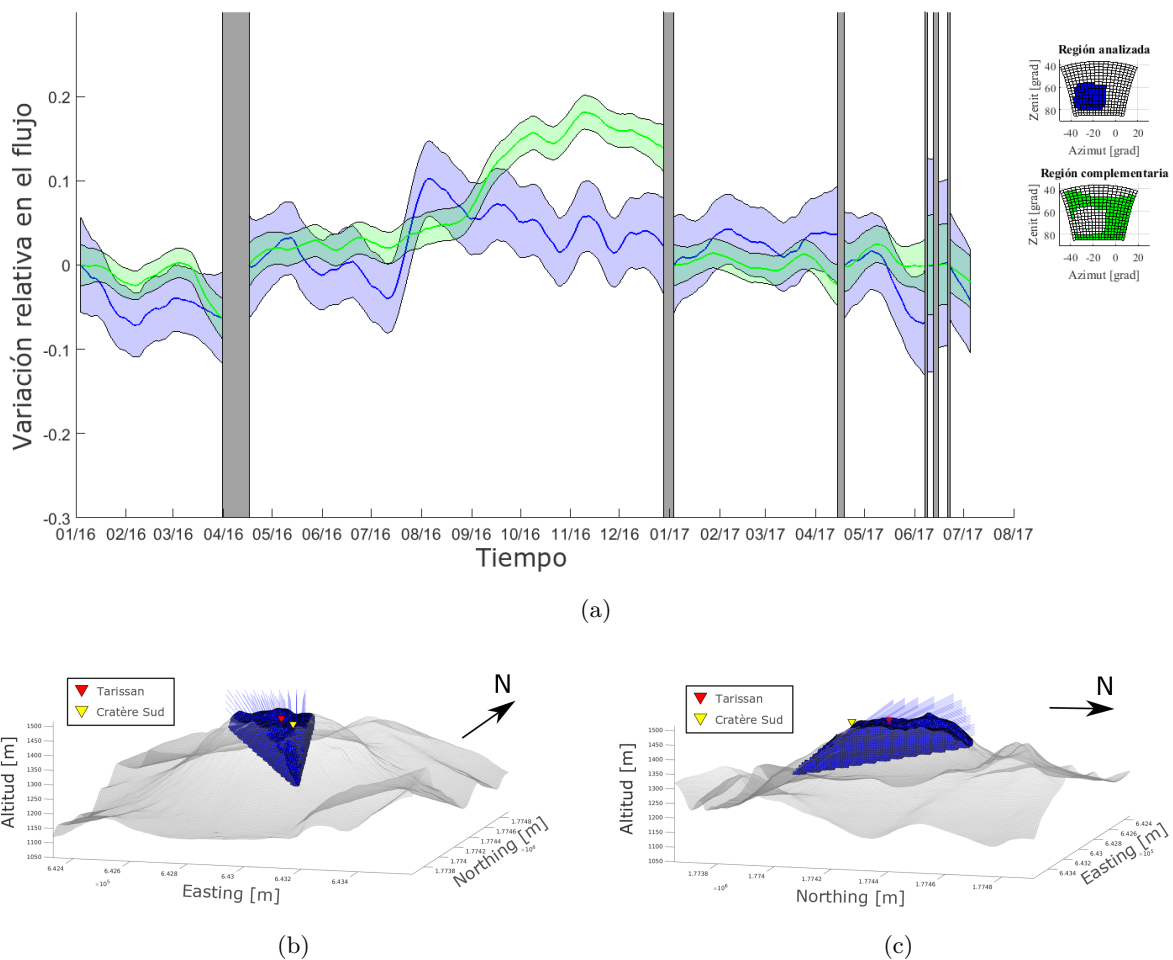


Figura 4.17: (a) Variación relativa en el flujo respecto al primer día de cada período en Tarissan (azul) y en la zona complementaria (verde). Las superficies sombreadas corresponden a los intervalos de confianza de 95 %. Las barras verticales grises corresponden a los períodos mayores a 1 día en los cuales el telescopio estuvo fuera de funcionamiento. (b) y (c) Elementos del mallado involucrados en la región analizada.

4.3.7. Comparación con otros datos de monitoreo volcánico

En la Figura 4.18 se muestra el registro de precipitaciones junto con el de eventos sísmicos asociados a la actividad volcánica de La Soufrière. Analizando las distintas regiones no se logró encontrar una relación unívoca entre estos registros y el flujo observado. Por lo tanto, consideramos razonable interpretar que la variación en la cantidad de muones que atraviesa el volcán no puede deberse únicamente a la cantidad de precipitación o a la ocurrencia de actividad volcánica profunda, al menos en un primer orden.

Para el estudio de la influencia de estos eventos en el flujo de muones creemos sería necesario lograr una mejor resolución temporal en el análisis, ya que no fue posible con este telescopio en las regiones analizadas lograr que esta sea menor al 5 %, donde es de esperar que se hallen las manifestaciones de estos fenómenos.

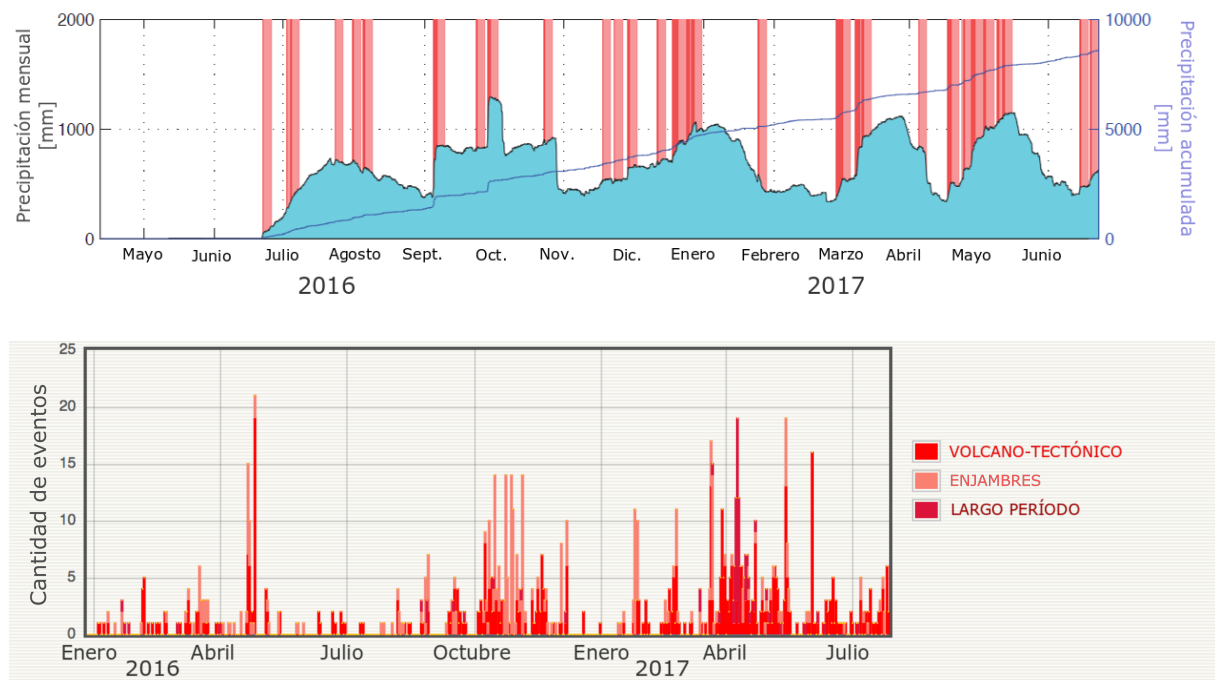


Figura 4.18: Arriba: Registro de precipitaciones. En el eje principal se encuentra representada la precipitación mensual y en el eje secundario la precipitación acumulada. Las regiones en rojo indican períodos de mayor intensidad de lluvias y, a efectos de una mejor visualización, el área bajo la curva correspondiente a la precipitación mensual se encuentra coloreada en azul. Abajo: Registro de actividad sísmica volcánica.

Capítulo 5

Conclusiones

A partir del modelado del problema directo encontramos que el telescopio en su posición actual permite estudiar la región más activa del volcán. El mallado 3D generado a partir de un mismo nivel, donde se ajustó la cara superior de los prismas que se encuentran con la topografía a través de sus vértices, mostró un excelente ajuste a la misma; en especial en los sectores con topografía más abrupta. Esto permitió que la totalidad del volumen perteneciente a la región más superficial a la misma pudiera ser tenido en cuenta en el cálculo de la opacidad a través de cada dirección de observación involucrado en la resolución del problema directo.

Para la aplicación del problema directo a casos concretos y análisis de sensibilidad, la utilización de un modelo de referencia homogéneo con densidad constante igual a la estimada por Rosas-Carbajal et al. (2017), en lugar de la densidad de la roca estándar, resultó en una estimación más apropiada para La Soufrière de los tiempos mínimos de adquisición y de las variaciones en el flujo integrado. A partir de los diferentes modelos propuestos, se encontró que un tiempo de adquisición de aproximadamente 100 días resulta suficiente para resolver una variación en la densidad de masa en la región más activa del volcán.

A través de la radiografía continua de muones realizada se logró seguir variaciones espaciotemporales complejas, a escala mensual, del domo de La Soufrière. Agrupando diferentes direcciones de observación pudimos alcanzar resoluciones que nos permitieron caracterizar distintas regiones del volcán con comportamientos diferentes. La determinación de los gaps a partir de los datos crudos resultó ser un muy buen criterio para definir donde estos tuvieron lugar y obtener así una mejor estimación del flujo de muones.

Encontramos que en julio de 2016 tuvo lugar un incremento significativo en el flujo de muones a través de la región asociada al lago ácido Tarissan, el cual fue exclusivo de esta región y se produjo aproximadamente 45 días antes que el brusco incremento observado en septiembre de 2016 a través de la región asociada a la fumarola Cratère Sud. Estos dos incrementos en el flujo de muones presentan un rasgo en común: la variación se produce a una tasa similar, de hecho son las dos pendientes más elevadas presentes en las curvas calculadas. Interpretamos que esto puede ser la manifestación de un mismo fenómeno, el cual involucra una disminución repentina en la densidad de masa de la región. Este fenómeno podría tratarse del arribo de un pulso de fluido magmático a mayor temperatura que convierte el líquido en vapor, además de presurizar el

volcán. Este pulso de fluido magmático llegaría más tarde a la superficie en la fumarola Cratère Sud.

Obtuvimos indicios de que desde mediados de abril hasta finales de junio de 2016 pudo haber tenido lugar un intercambio de masa entre la región asociada a la fumarola Cratère Sud y la región complementaria a ésta. Encontramos además que entre octubre y diciembre del mismo año tuvo lugar un aumento seguido de un descenso, ambos significativos, en el flujo de muones de esta región que pudo estar asociado una variación en la densidad de masa localizada en su mayor parte dentro de la región misma.

Debido a que no hallamos una relación unívoca de las distintas regiones analizadas con los registros de precipitación y eventos sísmicos volcánicos, interpretamos que las variaciones observadas en el flujo de muones no pueden deberse únicamente a estos fenómenos, al menos en un primer orden. Consideramos que para el estudio de estos eventos es necesario contar con una mayor resolución temporal a la obtenida con este telescopio en las regiones analizadas.

Como conclusión general, en este trabajo demostramos el gran potencial que la radiografía continua de muones posee para el estudio de la dinámica de sistemas hidrotermales volcánicos. Esto abre las puertas para su aplicación en otros volcanes del mundo que presenten una actividad hidrotermal importante, como es el caso del volcán chileno-argentino Peteroa por ejemplo.

Capítulo 6

Trabajos a futuro

A partir del modelado del problema directo desarrollado, sería interesante desarrollar códigos que resuelvan el problema inverso valiéndose del mismo. De esta manera, a partir de los datos, podríamos recuperar la distribución de densidad del volcán en distintos períodos a través de la radiografía por muones.

En la actualidad se encuentran desplegados en La Soufrière varios telescopios, por lo que sería de gran utilidad desarrollar códigos que permitan vincular unos con otros en relación a la topografía; con el objetivo de identificar las direcciones de observación de cada uno de ellos involucradas en una misma región del volcán, así también como la región del volcán que resulta de la intersección de las distintas regiones exploradas por cada telescopio. De esta forma sería posible un análisis temporal conjunto que permitiría acotar la localización espacial de los comportamientos observados en las radiografías continuas de muones.

Actualmente hemos comenzado a implementar este tipo de análisis, el cual, en conjunto con el trabajo realizado durante la presente tesis de grado será el objeto de una publicación científica en una revista con referato internacional.

Bibliografía

- Ball, J. L., Stauffer, P. H., Calder, E. S., y A., V. G. (2015). The hydrothermal alteration of cooling lava domes. *Bull. Volcanol.*, 77(102). doi: 10.1007/s00445-015-0986-z
- Bichsel, H., Groom, D. E., y Klein, S. R. (2010). Passage of particles through matter. *Physics Letters, B*(667), 267-280.
- Boudon, G., Komorowski, J.-C., Villemant, B., y Semet, M. P. (2008). A new scenario for the last magmatic eruption of la Soufrière of Guadeloupe (Lesser Antilles) in 1530 AD: Evidence from stratigraphy radiocarbon dating and magmatic evolution of erupted products. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178, 474-490.
- Boudon, G., et al. (2005). *Volcanic Hazard Atlas of the Lesser Antilles*. University of the West Indies, Seismic Research Unit.
- Caffau, E., Coren, F., y Giannini, G. (1997). Underground cosmic-ray measurement for morphological reconstruction of the Grotta Gigante natural cave. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A*(385), 480-488.
- Carbone, D., Gibert, D., Marteau, J., Diamant, M., Zuccarello, L., y Galichet, E. (2013). An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy). *Geophysical Journal International*, 196(2), 633-643.
- Dar, A. (1983). Atmospheric neutrinos, astrophysical neutrons and a proton-decay experiments. *Physical Review Letters*, 51(3), 227-230.
- Eidelman, S., et al. (2004). *Physics letters B*592. Particle Data Group.
- Feuillard, M., et al. (1983). The 1975-1977 crisis of la Soufrière de Guadeloupe (FWI): a still-born magmatic eruption. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 16, 317-334.
- Gailler, L., Bouchot, V., Martelet, G., Thinon, I., Lebrun, J.-F., y Münch, P. (2013). Crustal structure of Guadeloupe Islands and the Lesser Antilles Arc from a new gravity and magnetic synthesis. *Bulletin de la Société Géologique de France*, 184(1-2), 77-97.
- Gaisser, T. K., Engel, R., y Resconi, E. (2016). *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press.
- Grieder, P. (2001). *Cosmics rays at earth: researchers reference manual and data book*. Elsevier.

- Hebbeker, T., y Timmermans, C. (2002). A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level. *Astropart. Phys.*, 18, 107-127.
- Jaeger, J., Cook, N. G., y Zimmerman, R. (2009). *Fundamentals of rock mechanics*. Wiley-Blackwell.
- Jourde, K. (2015). *Un nouvel outil pour mieux comprendre les systèmes volcaniques: la tomographie par muons, application à la Soufrière de Guadeloupe* (Tesis Doctoral). Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP).
- Jourde, K., et al. (2016a). Monitoring temporal opacity fluctuations of large structures with muon radiography: a calibration experiment using a water tower. *Sci. Rep.*, 6(23054). doi: 10.1038/srep23054
- Jourde, K., et al. (2016b). Muon dynamic radiography of density changes induced by hydrothermal activity at the La Soufrière of Guadeloupe volcano. *Sci. Rep.*, 6(33406). doi: 10.1038/srep33406
- Kaiser, R. (2018). Muography: overview and future directions. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 377(2137), 20180049.
- Kellogg, R., Kasha, K., y Larsen, R. (1978). Momentum spectra, charge ratio and zenithal dependence of cosmic-ray muons. *Physical Review, D* 17(1), 98-113.
- Komorowski, J.-C., Boudon, G., Semet, M., Beauducel, F., Anténor-Habazac, C., Bazin, S., y Hammouya, G. (2005). *Volcanic hazard atlas of the lesser antilles*. University of the West Indies, Seismic Research Unit, Trinidad and IAVCEI.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Dteclais, Y., Carbone, D., y Galichet, E. (2010). Geophysical muon imaging: feasibility and limits. *Geophys. J. Int.*, 183, 1348-1361.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Komorowski, J.-C., Nicollin, F., y Coutant, O. (2012). Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, 190(2), 1008-1019.
- Lube, G., et al. (2014). Dynamics of surges generated by hydrothermal blasts during the 6 august 2012 Te Maari eruption, Mt. Tongariro, New Zealand. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 286, 348-366.
- Patrignani, C., et al. (2016). *Chin. Phys. C*. Particle Data Group.
- Portal, A., Labazuy, P., Lénat, J.-F., Béné, S., Boivin, P., Busato, E., ... others (2013). Inner structure of the Puy de Dôme volcano: cross-comparison of geophysical models (ert, gravimetry, muon imaging). *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 2, 47-54.
- Procureur, S. (2018). Muon imaging: Principles, technologies and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 878, 169-179.

- Reid, M. E., et al. (2004). Massive collapse of volcano edifices triggered by hydrothermal pressurization. *Geology*, 32, 373-376.
- Rosas-Carbajal, M., Jourde, K., Marteau, J., Deroussi, S., Komorowski, J.-C., y Gibert, D. (2017). Three-dimensional density structure of La Soufrière de Guadeloupe lava dome from simultaneous muon radiographies and gravity data. *Geophys. Res. Lett.*, 44, 67436751. doi: 10.1002/2017GL074285
- Rosas-Carbajal, M., et al. (2016). Volcano electrical tomography unveils edifice collapse hazard linked to hydrothermal system structure and dynamics. *Sci. Rep.*, 6(29899). doi: 10.1038/srep29899
- Saracino, G., Amato, L., Ambrosino, F., Antonucci, G., Bonechi, L., Cimmino, L., ... others (2017). Imaging of underground cavities with cosmic-ray muons from observations at Mt. Echia (Naples). *Scientific Reports*, 7(1), 1181.
- Tanaka, H., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Ohshima, H., Maekawa, T., ... Niwa, K. (2007). Imaging the conduit size of the dome with cosmic-ray muons: The structure beneath Showa-Shinzan Lava Dome, Japan. *Geophysical Research Letters*, 34(22).
- Tanaka, H., et al. (2009a). Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan. *Geophysical Research Letters*, 36(1).
- Tanaka, H., et al. (2009b). Detecting a mass change inside a volcano by cosmic-ray muon radiography (muography): First results from measurements at Asama volcano, Japan. *Geophysical Research Letters*, 36(17).
- Tang, A., Horton-Smith, G., Kudryavtsev, V., y Tonazzo, A. (2006). Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. *arXiv:hep-ph/0604078*.
- Villemant, B., et al. (2005). The memory of volcanic waters: Shallow magma degassing revealed by halogen monitoring in thermal springs of la Soufrière volcano (Guadeloupe, Lesser Antilles). *Earth and Planetary Science Letters*, 237, 710-728.
- Villemant, B., et al. (2014). Evidence for a new shallow magma intrusion at la Soufrière of Guadeloupe (Lesser Antilles): insights from long-term geochemical monitoring of halogen-rich hydrothermal fluids. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 285, 247-277.